

Phasenkonjugation
in Sillenitkristallen und BaTiO_3
mit ns-Impulslasern

D i s s e r t a t i o n

zur Erlangung des akademischen Grades

doctor rerum naturalium (Dr. rer. nat.)

vorgelegt dem Rat der
Physikalisch-Astronomischen Fakultät
der Friedrich-Schiller-Universität Jena

von

Diplom-Physiker Torsten Baade

geboren am 4. Februar 1971 in Weimar (Thüringen)

Gutachter:

1. Prof. Dr. Richard Kowarschik
2. Prof. Dr. Cornelia Denz
3. Prof. Dr. Theo Tschudi

Tag der letzten Rigorosumsprüfung: 12.02.2003

Tag der öffentlichen Verteidigung: 24.04.2003

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlegende Effekte und Prinzipien	5
2.1	Photorefraktiver Effekt als Grundlage der Phasenkongjugation	5
2.1.1	Zweiwellenmischung	7
2.1.2	Beam-Fanning	11
2.2	Phasenkongjugation	12
2.2.1	Phasenkongjugation durch Vierwellenmischung	13
2.2.2	Selbstgepumpte Phasenkongjugation	14
2.3	Charakterisierung der verwendeten Laserquellen	16
3	Eigenschaften der photorefraktiven Medien	19
3.1	Bariumtitanat	19
3.1.1	Effekte bei hohen Lichtintensitäten	21
3.1.2	Erwärmung des Kristalls	23
3.2	Sillenite	26
3.2.1	Grundlegende Eigenschaften	26
3.2.2	Eigenschaften der faserähnlichen Sillenitkristalle	30
3.2.3	Beam-Fanning in BTO mit Impulsen	31
4	Gütebestimmung von phasenkongjugierenden Spiegeln	38
4.1	Interferometrische Methode	38
4.1.1	Prinzip der interferometrischen Methode	39
4.1.2	Genauigkeit der interferometrischen Methode	42

4.2	Das Pinholeverfahren	47
4.3	Vergleich von interferometrischer Methode und Pinholeverfahren	48
5	Selbstgepumpte Phasenkongjugation	55
5.1	Selbstgepumpte Phasenkongjugation mit BaTiO ₃	56
5.1.1	Vergleich cw- und Impulsbetrieb	56
5.1.2	Energie- und Wellenlängenabhängigkeit	62
5.1.3	Güte der SPPC im Impulsbetrieb	63
5.2	Selbstgepumpte Phasenkongjugation mit faserähnlichen Sillenitkristallen	68
5.2.1	Realisierung der SPPC mit einem faserähnlichen Sillenitkristall	69
5.2.2	Eigenschaften der SPPC im Impulsbetrieb	70
6	Vierwellenmischung in BSO ohne äußeres elektrisches Feld	75
6.1	Möglichkeiten der Realisierung der FWM im Impulsbetrieb	75
6.1.1	FWM ohne phasenkongjugierte Pumpwelle	76
6.1.2	FWM mit zueinander phasenkongjugierten Pumpwellen	77
6.2	Güte der Phasenkongjugation der FWM	79
6.2.1	Güte der FWM mit Spiegel	80
6.2.2	FWM mit SBS	82
6.2.3	Anordnung mit SPPC	84
6.2.4	Eigenschaften der FWM	86
7	Zusammenfassung	88
	Literaturverzeichnis	92
	Anhang	100
	Abkürzungen und Symbole	100
	Abbildungsverzeichnis	103
	Ehrenwörtliche Erklärung	
	Danksagung	
	Lebenslauf	

Kapitel 1

Einleitung

Licht gewinnt in technischen Anwendungen immer mehr an Bedeutung. So hat sich das Licht als Trägermedium von Informationen als fester Bestandteil der Informationsübertragung über große Entfernungen etabliert und bietet gegenüber den herkömmlichen elektrischen Übertragungsstrecken eine deutlich größere Bandbreite. Durch die Entwicklung des Lasers im Jahre 1960 stehen mittlerweile hochenergetische Lichtquellen zur Verfügung, so daß Licht auch bei der Materialbearbeitung eingesetzt wird. Aber auch die optische Meßtechnik erlebt einen Aufschwung, neben Mikroskopen gewinnen zunehmend optische Meßverfahren sowohl in der Forschung als auch in industriellen Anwendungen an Bedeutung.

Der Vorteil der optischen Meßtechnik besteht vor allem darin, daß diese berührungslos arbeitet und eine schnelle Erfassung der Meßwerte ermöglicht. Mit Hilfe der Interferometrie wird die Phaseninformation einer vom Meßobjekt ausgehenden Lichtwelle in eine einfach zu erfassende Intensitätsverteilung umgewandelt, die Auswertung der Intensitätsverteilung ermöglicht die Vermessung des Objektes mit hoher Genauigkeit. Mit holografischen Verfahren, bei denen die Welleninformation in einem lichtempfindlichen Material gespeichert wird, ist man in der Lage, die interferometrisch gewonnenen Ergebnisse auf optischem Wege auszuwerten. Auf diese Weise lassen sich mathematische Operationen auf rein optischem Wege realisieren, wie etwa Bildaddition und -subtraktion, Bildvergleiche und Filteroperationen.

Zur holografischen Aufzeichnung benötigt man lichtempfindliche Materialien, die in der Lage sind, Intensitätsstrukturen mit einem Abstand von üblicherweise weniger als

1 μm aufzulösen. Herkömmliche Materialien sind z.B. spezielle fotografische Platten bzw. Filme auf Silberhalogenid-Basis (Hologrammplatten bzw. -filme) oder auch Thermoplaste und Dichromatgelatine. Durch die spezifischen Eigenschaften dieser Materialien (Notwendigkeit eines naßchemischen Entwicklungsprozesses bzw. eingeschränkte Auflösung), eignen sie sich nur sehr bedingt für technische Anwendungen. Eine echte Alternative stellen Echtzeitmedien, wie die hier vorgestellten photorefraktiven Kristalle, dar. Sie speichern eine Intensitätsverteilung in Form einer Brechzahlverteilung. Die Speicherung erfolgt reversibel, d.h. bei Beleuchtung mit einer homogenen Lichtwelle läßt sich die eingeschriebene Information auch wieder löschen. Das Löschen der Information kann durch thermische oder auch optische Vorbehandlung (z.B. Beleuchtung mit einer anderen Wellenlänge) vermieden werden.

Photorefraktive Materialien eröffnen mit ihren Eigenschaften ein breites Anwendungsfeld in holografischen Experimenten und Anwendungen. Durch sogenannte Zwei- und Vierwellenmischung lassen sich elementare Operationen realisieren, die ihrerseits die Grundlage für eine Vielzahl von möglichen Anwendungen darstellen. Die kohärente Verstärkung von Wellen [1, 2, 3] kann z.B. zur Rauschunterdrückung [4], zur Intensitätsinversion [5], zur Bewegungsdetektion und Frequenzanalyse [6] oder zur Bildauffrischung und -restauration [7] bei der optischen Bildübertragung eingesetzt werden. Ein noch größerer Anwendungsbereich wird durch die mit photorefraktiven Kristallen zu realisierende Phasenkonjugation ermöglicht. Durch die selbstjustierenden Eigenschaften und die Möglichkeit der einfachen Realisierung einer Referenz finden phasenkonjugierende Spiegel Einsatz in der Interferometrie [8, 9]. Auch für neuartige Lasersysteme, wie z.B. Laserdioden und Faserlaser, ist die Phasenkonjugation interessant, da mit ihrer Hilfe optische Resonatoren mit einer hohen Güte realisierbar sind [10] und die Strahlqualität derartiger Laser verbessert werden kann [11]. Das Auflösungsvermögen konfokaler Mikroskope kann durch den Einsatz eines phasenkonjugierenden Spiegels gesteigert werden [12]. Sogar die Leistungsfähigkeit von Laserpinzetten läßt sich durch einen phasenkonjugierenden Spiegel verbessern [13].

Darüber hinaus bildet die Phasenkonjugation eine essentielle Grundlage für die transient-optische Informationsspeicherung und -verarbeitung [14]. Deren Potential liegt darin, daß Bildinformationen, anders als bei elektronischer Rechentechnik, flächen-

haft und parallel verarbeitet werden können. Dachte man vor wenigen Jahren sogar an die Realisierung ganzer optischer Computer, so ließe sich durch derartige optische Komponenten eine Bildvorverarbeitung erreichen, die die herkömmliche Rechentechnik entlasten könnte. Die Phasenkonjugation spielt hierbei eine wesentliche Rolle bei der Bildverstärkung [15], Störungskompensation [16], Datenspeicherung und -multiplexing [17, 18], Bildmanipulation [19], und der Filterung (z.B. Novelty-Filter [20, 21]). Durch die nur schwer reproduzierbaren optischen Eigenschaften der photorefraktiven Kristalle gestaltet sich jedoch die Umsetzung der vorgestellten Anwendungsmöglichkeiten problematisch.

Photorefraktive Kristalle wie die Sillenitkristalle und BaTiO_3 lassen sich bei vergleichsweise niedrigen Lichtintensitäten im Bereich weniger $\mu\text{W}/\text{cm}^2$ einsetzen. Deshalb wurden sie intensiv mit cw-Lasern untersucht. Allerdings liegt die photorefraktive Antwortzeit der Kristalle bei diesen Intensitäten im Bereich von Sekunden bis Minuten. Eine Verkürzung der Antwortzeit läßt sich durch die Erhöhung der Intensität erzielen, so ist es z.B. in Silleniten möglich, mit einem ns-Impulslaser innerhalb eines Schusses ein photorefraktives Gitter in den Kristall einzuschreiben [22]. Aber nicht nur die höhere Intensität macht die Untersuchung der Kristalle mit Impulslasern interessant. Im cw-Bereich ist man auf die Nutzung weniger durch die Laser festgelegten Wellenlängen angewiesen, im Impulsbereich existieren dagegen stufenlos durchstimmbare Lasersysteme, die die Untersuchung der Kristalle in einem breiten Spektralbereich ermöglichen.

Mit Hilfe photorefraktiver Kristalle können verschiedene Arten phasenkonjugierender Spiegel verwirklicht werden. Doch unabhängig von der Art des Spiegels entscheidet allein die erzielbare Güte der Phasenkonjugation darüber, ob diese Art für Anwendungen interessant sein könnte. Deshalb wurden international eine Reihe von Verfahren entwickelt, eine Gütezahl für einen phasenkonjugierenden Spiegel anzugeben, von denen sich das Pinholeverfahren durchgesetzt hat. Dieses gestattet aber leider, wie die meisten anderen Verfahren auch, keine Aussage über die Güte über den Bündelquerschnitt, sondern liefert nur eine Zahl, anhand derer die Güte der Phasenkonjugation eingeschätzt werden kann. Die am Institut für Angewandte Optik in Jena entwickelte interferometrische Methode gestattet dagegen weitere Angaben und wurde bereits zur Charakterisierung von phasenkonjugierenden Spiegeln im cw-Betrieb eingesetzt.

Das Ziel dieser Arbeit besteht darin, aufbauend auf den bisherigen internationalen Untersuchungen verschiedene Arten phasenkonjugierender Spiegel auf Basis photorefraktiver Kristalle im Impulsbetrieb zu realisieren. Dabei sollen auch neue und bisher im Impulsbereich noch nicht verwirklichte Arten umgesetzt werden. Die Optimierung der Spiegel und die Bestimmung der Güte der Phasenkonjugation stellen einen Schwerpunkt der Untersuchungen dar.

In dieser Arbeit stehen experimentelle Untersuchungen mit BaTiO_3 und Sillenitkristallen im Vordergrund. Diese Kristalle finden in der Literatur eine starke Beachtung. Auf die Grundlagen des photorefraktiven Effektes und der Phasenkonjugation mit photorefraktiven Kristallen soll in Kapitel 2 eingegangen werden. Auch die verwendeten Laser werden hier kurz vorgestellt. Eine Charakterisierung der Kristalle wird in Kapitel 3 angegeben. Hierbei wird auf die Besonderheiten eingegangen, die bei der Beleuchtung der Kristalle mit Impulslasern zu beachten sind. Die hohe Intensität der Laser führt durch Absorption zu einer Erwärmung der Kristalle. BaTiO_3 -Kristalle können dadurch zerstört werden, weswegen eine Bestimmung der Erwärmung der Kristalle erforderlich ist. In Sillenitkristallen soll das Beam-Fanning, welches die Grundlage zur Realisation eines phasenkonjugierenden Spiegels darstellt, bezüglich Geometrie- und Lichtparametern charakterisiert werden. Da zur Beurteilung der realisierten phasenkonjugierenden Spiegel die interferometrische Methode eingesetzt werden soll, müssen die Einschränkungen und die Genauigkeit dieses Verfahrens genau spezifiziert werden (Kapitel 4). Weiterhin wird ein Vergleich der interferometrischen Methode mit dem international am häufigsten eingesetzten Pinholeverfahren durchgeführt, um die Unterschiede beider Methoden genau aufzuzeigen. Hierzu wird die Phasenkonjugation mittels stimulierter Brillouin-Streuung verwendet. In Kapitel 5 schließt sich die Untersuchung selbstgepumpter phasenkonjugierender Spiegel an. Diese werden sowohl mit BaTiO_3 - als auch erstmalig mit faserähnlichen Sillenitkristallen im Impulsbetrieb umgesetzt. Kapitel 6 beschäftigt sich mit der Realisierung der gepulsten Vierwellenmischung. Die Ergebnisse der Untersuchung der selbstgepumpten Phasenkonjugation werden genutzt, um einen phasenkonjugierenden Spiegel zu entwickeln, der in der Lage ist, ein phasenkonjugiertes Signal hoher Güte eines einzelnen ns-Impulses zu erzeugen.

Kapitel 2

Grundlegende Effekte und Prinzipien

Photorefraktive Kristalle eignen sich sehr gut zur Realisierung von phasenkonjugierenden Spiegeln. Die wesentlichen Effekte innerhalb der Kristalle sowie die prinzipiellen Möglichkeiten der Realisierung eines phasenkonjugierenden Spiegels sollen in diesem Kapitel vorgestellt werden.

2.1 Photorefraktiver Effekt als Grundlage der Phasenkonjugation

Photorefraktive Kristalle haben die Eigenschaft, daß man ihren Brechungsindex durch Licht beeinflussen kann. Beleuchtet man einen solchen Kristall mit einer räumlich modulierten Intensitätsverteilung, z.B. durch die Interferenz zweier zueinander kohärenter Lichtwellen, so ist man in der Lage, die Intensitätsverteilung in Form eines Brechungsindexgitters, im folgenden *Indexgitter* genannt, im Kristall zu speichern [1, 3]. Abbildung 2.1 zeigt den grundlegenden Mechanismus des photorefraktiven Effektes. Die inhomogene Beleuchtung des Kristalls führt zu einer räumlich unterschiedlichen Anregung von Ladungsträgern. Die frei beweglichen Ladungsträger werden sich daraufhin im einfachsten Fall, d.h. ohne angelegtes elektrisches Feld und ohne thermische Effekte, durch Diffusionsprozesse umverteilen, während gebundene Ladungsträger (im Bild: Löcher) durch ihre Bindung im Kristallgitter an ihrem Ort verharren. Wenn Elektronen als vorrangige Ladungsträgerart angenommen werden, wirken Störstellen als Ladungsträ-

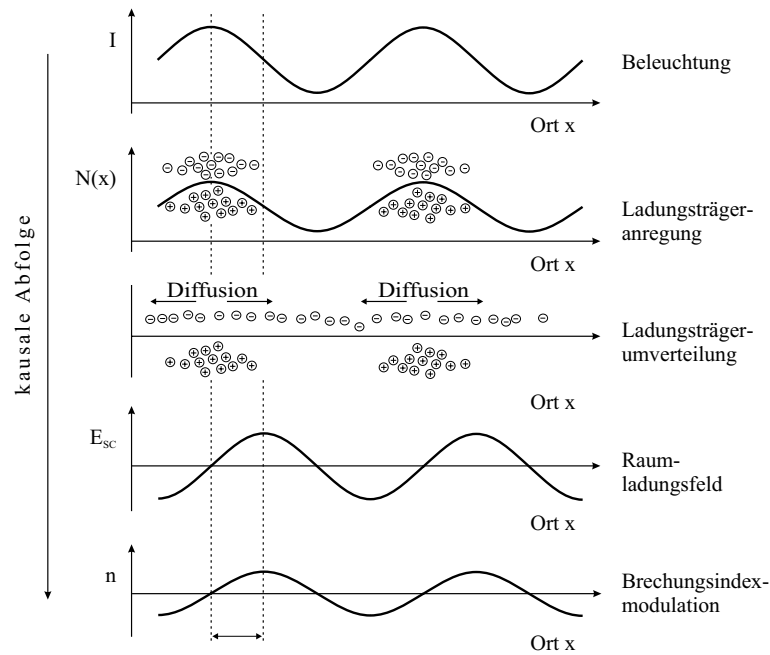


Abbildung 2.1: Grundlegendes Prinzip des photorefraktiven Effektes; I - Intensität, N - Ladungsträgerdichte, E_{sc} - Raumladungsfeld, Δn - Brechzahländerung, Φ - Phasendifferenz zwischen Interferenz- und Indexgitter

gerdonatoren. Die Störstellen werden durch erwünschte oder unvermeidbare Dotierung eingebracht. Die freien Ladungsträger können nun in sogenannten Traps rekombinieren. Durch die Ladungsträgerumverteilung bildet sich im Kristall ein räumlich moduliertes elektrisches Feld, das sogenannte *Raumladungsfeld*, heraus, welches gemäß der *Poisson-Gleichung* um eine Phase Φ zum Intensitätsgitter verschoben ist. Über den linearen elektrooptischen Effekt, den *Pockelseffekt*, wirkt sich dieses Raumladungsfeld auf die Brechzahl n_0 aus. Es gilt hierbei, daß die Brechzahländerung Δn linear mit dem elektrischen Feld E verknüpft ist:

$$\Delta n = \frac{1}{2} n_0^3 r_{ef} E, \quad (2.1)$$

mit dem effektiven elektrooptischen Koeffizienten r_{ef} [1, 23, 24]. Die so entstandene Brechzahlverteilung (das Indexgitter) stellt ein *Phasengitter* für einfallendes Licht dar, an dem dieses gebeugt werden kann. Durch die räumliche Ausdehnung der Kristalle ist es somit auf einfache Art möglich, ein Volumengitter zu erzeugen.

2.1.1 Zweiwellenmischung (TWM)

Überlagert man im Material zwei miteinander interferierende Lichtbündel, so werden die Lichtbündel an dem sich herausbildenden Indexgitter gebeugt. Diesen Prozeß bezeichnet man als *Selbstbeugung* oder gebräuchlicher Weise als Zweiwellenmischung (TWM).

Zur theoretischen Beschreibung möge ein photorefraktiver Kristall durch zwei ebene Wellen, die unter dem Winkel 2Θ miteinander interferieren, beleuchtet werden (Abbildung 2.2). Der Kristall soll die Dicke d haben, ein eventuell von außen angelegtes elektrisches Feld sei mit \mathbf{E}_0 bezeichnet. Mit den komplexen Amplituden \mathbf{E}_{S_0} und \mathbf{E}_{P_0} , den Wellenzahlvektoren \mathbf{k}_S und \mathbf{k}_P , den zugehörigen Kreisfrequenzen ω_S und ω_P und den Anfangsphasen φ_S und φ_P lassen sich die Wellen in der Form

$$\begin{aligned}\mathbf{E}_S(\mathbf{r}, t) &= \mathbf{E}_{S_0} \exp [i(\omega_1 t + \mathbf{k}_S \mathbf{r} + \varphi_S)] \\ \mathbf{E}_P(\mathbf{r}, t) &= \mathbf{E}_{P_0} \exp [i(\omega_2 t - \mathbf{k}_P \mathbf{r} + \varphi_P)]\end{aligned}\quad (2.2)$$

darstellen. Hierbei beschreibt \mathbf{r} den Ortsvektor und t die Zeit. Damit ergibt sich im Falle einer kohärenten Überlagerung folgende Intensitätsverteilung $I(\mathbf{r}, t)$:

$$\begin{aligned}I(\mathbf{r}, t) &= |\mathbf{E}_S|^2 + |\mathbf{E}_P|^2 + 2|\mathbf{E}_S||\mathbf{E}_P| \cos [\Omega t - \mathbf{K} \mathbf{r} + (\varphi_S - \varphi_P)] \\ &= I_0 + I_P ,\end{aligned}\quad (2.3)$$

mit $\Omega = \omega_S - \omega_P$ und $\mathbf{K} = \mathbf{k}_S - \mathbf{k}_P$. Die entstehende Intensitätsverteilung (Interferenzgitter) läßt sich auch mit dem räumlich und zeitlich konstanten Gleichlichtanteil $I_0 = |\mathbf{E}_S|^2 + |\mathbf{E}_P|^2$ und dem räumlich und zeitlich modulierten Anteil I_P beschreiben.

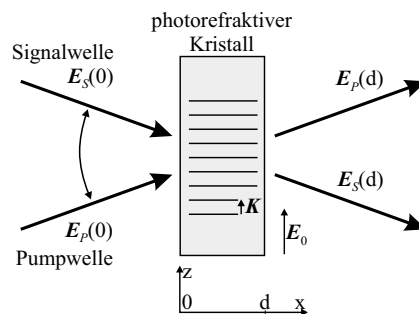


Abbildung 2.2: Überlagerung zweier ebener, kohärenter Wellen in einem photorefraktiven Kristall

Sind die Kreisfrequenzen beider Wellen gleich, so ist die Intensitätsverteilung zeitlich unabhängig. Die Modulation m der Intensitätsverteilung berechnet sich aus:

$$m = \frac{2\mathbf{E}_S\mathbf{E}_P}{I_0} . \quad (2.4)$$

Materialgleichungen

Die Materialgleichungen beschreiben die Wirkung einer wie in Abschnitt 2.1.1 beschriebenen Intensitätsverteilung auf ein photorefraktives Material. Die Grundlage zur theoretischen Beschreibung stellt ein Bänder- und Transportmodell mit nur einer Sorte Donatoren und Akzeptoren dar, mit dessen Hilfe das Raumladungsfeld E_{SC} berechnet werden kann [25]. In diesem Fall spricht man vom Ein-Zentren-Modell. Ausgangspunkt ist ein elektrooptischer, photoleitender Kristall mit einer gewissen Störstellenkonzentration von Donatoren und Akzeptoren. Durch einfallendes Licht können Donatoren durch Photonen entsprechender Energie angeregt und Elektronen in das Leitungsband gehoben werden. Diese Anregung ist proportional der Dichte der nichtionisierten Donatoren und der einfallenden Lichtintensität I . Eine weitere Anregung erfolgt thermisch mit der Rate β_t . Weiterhin erfolgt eine Rekombination, die zur Dichte der angeregten Donatoren N_D^+ proportional ist:

$$\frac{\partial N_D^+}{\partial t} = (\beta_t + sI)(N_D - N_D^+) - \gamma_R n_e N_D^+ . \quad (2.5)$$

N_D entspricht der Gesamt-Donatordichte, s der Photoionisationskonstanten, n_e der Elektronendichte und γ_R der Rekombinationskonstanten [23]. Der erste Summand spiegelt die gesamte Anregung, der zweite die Rekombination wider. Die Ladungsträgerumverteilung erfaßt man durch die Berechnung der möglichen Gesamtstromdichte J_0 , indem man alle im Kristall auftretenden Ströme betrachtet. Unter der Voraussetzung, daß die lokale Ladungsträgerdichte und das E -Feld nur in z -Richtung variieren (beides ist im Falle ebener Wellen gegeben [23]), ergibt sich für die Stromdichte in z -Richtung:

$$J_0 = e\mu n_e E + k_B T \mu \frac{\partial n_e}{\partial z} + \varepsilon_s \frac{\partial E}{\partial t} . \quad (2.6)$$

Hierbei beschreibt μ die Beweglichkeit der Ladungsträger, E ein elektrisches Feld, welches sich aus dem Raumladungsfeld und einem angelegten äußeren elektrischen Feld

zusammensetzen kann, k_B die Boltzmannkonstante, T die Temperatur und ε_s die statische Dielektrizitätskonstante (elektrische Felder sollen zeitlich langsam veränderlich sein). Der erste Term entspricht der Ladungsträgerbewegung aufgrund eines elektrischen Feldes, der zweite einer Diffusion aufgrund von Ladungsträgerdichtedifferenzen und der dritte Term entspricht einem Verschiebungsstrom. Durch die Poisson-Gleichung wird die lokale Ladungsträgerkonzentration mit dem elektrischen Feld verknüpft:

$$\frac{\partial(\varepsilon_s E)}{\partial z} = e(N_D^+ - N_A^- - n_e) , \quad (2.7)$$

wobei N_A^- die Dichte der ionisierten Akzeptoren ist. Mit den Gleichungen 2.5 - 2.7 ist es möglich, das entstehende Raumladungsfeld zu berechnen. Zusätzlich werden einige Näherungen benötigt. Die thermische Anregung wird vernachlässigt. Die Dichte der angeregten Donatoren soll viel kleiner sein als die Gesamtdichte aller Donatoren, ε_s soll raumunabhängig und die Akzeptorendichte nicht zu vernachlässigen sein. Mit der Annahme der *langsam veränderlichen Amplituden*:

$$\frac{\partial(\Delta n_e)}{\partial x} \ll iK(\Delta n_e) , \quad \frac{\partial E_{SC}}{\partial x} \ll iK E_{SC} , \quad (2.8)$$

und der Bedingung $m \ll 1$ erhält man für das Raumladungsfeld E_{SC} :

$$\begin{aligned} E_{SC} &= E_1 e^{iz_n} \quad \text{mit} \\ E_1 &= -im \frac{(E_D - iE_0)E_q}{E_D - iE_0 + E_q} , \end{aligned} \quad (2.9)$$

der normierten Koordinate $z_n = Kz$ und den von Kukhtarev eingeführten charakteristischen Feldern:

$$E_D = \frac{k_B T K}{e} \quad \text{und} \quad E_q = \frac{e N_A^-}{\varepsilon_s K} . \quad (2.10)$$

E_D beschreibt ein Diffusionsfeld und E_q das maximal mögliche Raumladungsfeld [1, 3, 23]. Gemäß Gleichung 2.9 ist das Raumladungsfeld komplex. Die Periode von E_{SC} ist identisch mit der des Interferenzgitters, jedoch zu diesem phasenverschoben. Für den sogenannten *Diffusionsfall*, d.h. am Kristall liegt kein äußeres elektrisches Feld an ($E_0 = 0$), ergibt sich eine Phasenverschiebung von $1/2 \pi$. Im Gegensatz dazu läßt sich im *Driftfall* mit einem am Kristall anliegenden äußeren elektrischen Feld jede beliebige Phase zwischen Interferenzgitter und Raumladungsgitter einstellen.

Feldgleichungen

Zur Berechnung der Auswirkungen des Raumladungsfeldes auf die das Raumladungsfeld erzeugenden Lichtwellen kann man die stationäre Wellengleichung benutzen. Hierbei kann eine einfachere skalare Theorie herangezogen werden, wobei die Polarisationszustände der Wellen und die optische Aktivität des Kristalls nicht berücksichtigt werden. Auch der elektrooptische Effekt wird skalar angenommen, d.h.

$$\varepsilon = \varepsilon_r - \frac{\varepsilon_r^2}{\varepsilon_0} r_{ef} E , \quad (2.11)$$

wobei E dem Betrag der Summe aller elektrischen Felder, r_{ef} dem effektiven elektrooptischen Koeffizienten, ε_r der relativen Dielektrizitätskonstante des Mediums und ε_0 der Dielektrizitätskonstanten des Vakuums entsprechen. Damit ergibt sich eine Brechzahländerung Δn :

$$\Delta n = \frac{1}{2} n_0^3 r_{ef} E , \quad (2.12)$$

wobei n_0 die Brechzahl des Mediums ohne elektrische Felder beschreibt. Die stationäre Wellengleichung ist nun für die einfallenden Wellen unter Berücksichtigung des Raumladungsfeldes und des elektrooptischen Effektes zu lösen [1, 23]. Als Ergebnis erhält man ein gekoppeltes Differentialgleichungssystem, die *Kogelnik-Differentialgleichungen* [3]:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dz} E_S &= -\frac{1}{2} \Gamma \frac{|E_P|^2}{I_0} E_S - \frac{\alpha}{2} E_S \\ \frac{d}{dz} E_P &= \frac{1}{2} \Gamma^* \frac{|E_S|^2}{I_0} E_P - \frac{\alpha}{2} E_P , \end{aligned} \quad (2.13)$$

dabei sind E_j die Amplituden, α der Intensitätsabsorptionskoeffizient und Γ die komplexe Kopplungskonstante mit

$$\Gamma = i \frac{2\pi\Delta n}{\lambda \cos(\theta)} e^{-i\Phi} \equiv \gamma + 2i\beta , \quad (2.14)$$

wobei λ die Wellenlänge ist. Der Wert von γ beschreibt dabei die Energieumkopplung und β die Phasenkopplung.

Mit $m_v = I_S(0)/I_P(0)$ ergeben sich für die Intensitäten folgende Lösungen:

$$\begin{aligned} I_S(z) &= I_S(0) \frac{1 + m_v^{-1}}{1 + m_v^{-1} e^{\gamma z}} e^{-\alpha z} \quad \text{und} \\ I_P(z) &= I_P(0) \frac{1 + m_v}{1 + m_v e^{-\gamma z}} e^{-\alpha z} . \end{aligned} \quad (2.15)$$

Aus den Gleichungen 2.15 kann man verschiedene Schlußfolgerungen ziehen:

- Es erfolgt nur dann eine Energieumkopplung, wenn $\Phi \neq 0$ ist, d.h. das Indexgitter muß phasenverschoben zum Interferenzgitter sein.
- Die Energieumkopplung wird maximal bei $\Phi = 1/2 \pi$.
- Die Phasen der einfallenden Lichtwellen läßt sich durch eine Phasenverschiebung des Brechzahlgitters zum Interferenzgitter beeinflussen.
- Im Diffusionsfall ($\Phi = 1/2 \pi$) beträgt die Phasenverschiebung zwischen Brechzahl- und Interferenzgitter $1/2 \pi$, man erhält eine maximale Energieumkopplung.
- Im Driftfall lassen sich Phasenverschiebung und Energieumkopplung durch das anliegende elektrische Feld E_0 beeinflussen.

2.1.2 Beam-Fanning

Beleuchtet man mit einem Lichtbündel einen Kristall mit hohem elektrooptischen Koeffizienten, z.B. BaTiO_3 , kann es zur Herausbildung des sogenannten Beam-Fannings kommen [26, 27]. Darunter versteht man eine Selbstverstärkung des Streulichtes in eine bestimmte Vorzugsrichtung. Ursache hierfür ist die bereits beschriebene Energieumkopplung bei der TWM. Das einfallende Licht wird an optischen Inhomogenitäten im Kristall gestreut. Dieses Streulicht überlagert sich mit dem einfallenden Lichtbündel. Durch die TWM wird dem Streulicht Energie aus der einfallenden Welle zugeführt, welches in eine Vorzugsrichtung (die c -Achse des Kristalls) gestreut wird. Entgegen der Vorzugsrichtung gestreutes Licht wird durch die TWM abgeschwächt. Der Signalwelle wird deshalb immer mehr Energie entzogen, die dem Streulicht in Vorzugsrichtung zugeführt wird. In Abbildung 2.3 sind die Auswirkungen des Beam-Fannings bei Beleuchtung eines BaTiO_3 -Kristalls mit einem He-Ne-Laser gezeigt. Das Licht wird bevorzugt zur in der Abbildung unteren Kante des Kristalls, also in Richtung der optischen Achse gestreut. Das Streulicht oberhalb des einfallenden Lichtbündels beruht auf Reflexionen des Beam-Fannings an den Kristalloberflächen.

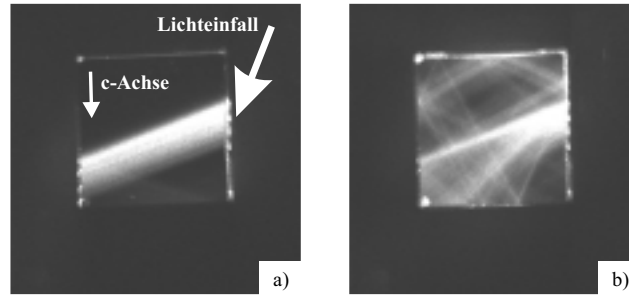


Abbildung 2.3: Beam-Fanning in BaTiO_3 bei Beleuchtung mit einem He-Ne-Laser; a) Strahlverlauf direkt nach dem Einschalten des Lichtes, b) nach Herausbildung des Beam-Fannings

2.2 Phasenkongjugation

Eine Signalwelle kann in folgender Form dargestellt werden:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{A}(\mathbf{r}) e^{i(\mathbf{k}\mathbf{r} + \phi(\mathbf{r}) - \omega t)}, \quad (2.16)$$

hierbei sind \mathbf{E} die elektrische Feldstärke, \mathbf{A} die Amplitude, \mathbf{k} der Wellenzahlvektor und ϕ die ortsabhängige Phase der Signalwelle. Die zu dieser Welle *phasenkongjugierte* Welle \mathbf{E}_{pc} soll in jedem Raumpunkt eine identische Phase zur Signalwelle, jedoch eine genau entgegengesetzte Ausbreitungsrichtung aufweisen. Eine solche Welle erhält man, indem die räumlichen Anteile des Phasenterms komplex kongjugiert werden:

$$\mathbf{E}_{pc}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{A}^*(\mathbf{r}) e^{i(-\mathbf{k}\mathbf{r} - \phi(\mathbf{r}) - \omega t)}. \quad (2.17)$$

Die gleiche Form der Darstellung einer phasenkongjugierten (PC) Welle ergibt sich für $\mathbf{E}_{pc}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}(\mathbf{r}, -t)$, weshalb man eine phasenkongjugierte Welle auch als *zeitumgekehrte* Welle auffassen kann. Eine optische Anordnung, die zu einem phasenkongjugierenden Prozeß führt, bezeichnet man als phasenkongjugierenden Spiegel (PCM). Für einen PCM ergeben sich fundamentale Unterschiede zu herkömmlichen Spiegeln. Störungen in der Wellenfront können durch einen PCM bei zweimaligem Durchlauf der Störung wieder ausgeheilt werden (Abbildung 2.4). Nicht aufgehoben werden können dagegen Störungen in der Amplitude der Welle, wie sie z.B. bei Absorption oder Verstärkung auftreten.

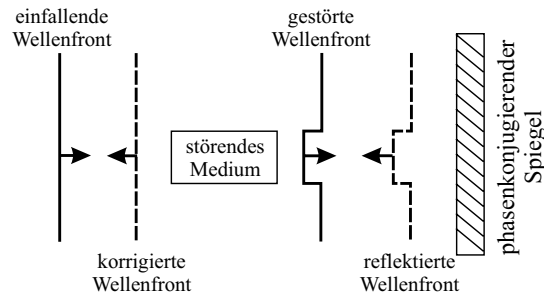


Abbildung 2.4: Ausheilen von Wellenfrontstörungen an einem PCM

2.2.1 Phasenkonjugation durch Vierwellenmischung

Bei der Überlagerung zweier Pumpwellen mit einer Signalwelle in einem photorefraktiven Kristall kann es unter bestimmten Bedingungen durch die sich im Kristall herausbildenden Indexgitter zu einer Energiekopplung zwischen den Wellen kommen. Wird an einem solchen Gitter das Licht einer der Pumpwellen so gebeugt, daß eine vierte Welle entsteht, so spricht man von der Vierwellenmischung (*Four-Wave Mixing*, FWM). Sind zusätzlich alle verwendeten Lichtfrequenzen gleich, bezeichnet man den Prozeß als degenerierte Vierwellenmischung (Abbildung 2.5).

Die FWM kann auf verschiedene Arten erklärt werden. Neben der Betrachtung der direkten Wechselwirkung dreier Wellen über die Suszeptibilitäten dritter Ordnung $\bar{\chi}^{(3)}$ [2, 3] gibt es noch eine Erklärung mittels Holografie [1]. Die einfallende Signalwelle und die Pumpwelle 1 überlagern sich im photorefraktiven Medium und erzeugen durch Interferenz zueinander durch den photorefraktiven Effekt ein Indexgitter. Die Pumpwelle 2 kann nun an diesem Gitter gebeugt werden. Ist die Pumpwelle 2 gerade phasenkonju-

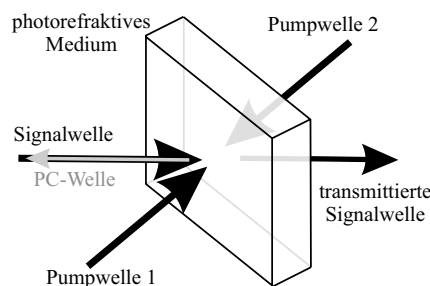


Abbildung 2.5: Erzeugung einer phasenkonjugierten Welle (PC-Welle) bei der FWM

giert zur Pumpwelle 1, so folgt aus der Theorie der Holografie, daß die entstehende (gebeugte) Welle phasenkonjugiert zur Signalwelle ist [28]. Zwar werden simultan durch die Überlagerung aller Pumpwellen mit Signal- und PC-Welle insgesamt sechs verschiedene Gitter im Medium eingeschrieben, jedoch reicht zur theoretischen Beschreibung wegen der fast immer gültigen *Ein-Gitter-Approximation* die Betrachtung des oben beschriebenen Gitters aus [3]. Die Wechselwirkung aller beteiligten Wellen an diesem Gitter läßt sich durch ein System gekoppelter Differentialgleichungen beschreiben. Geht man ferner von der *Näherung ungeschwächter Pumpwellen* aus, die besagt, daß die Amplituden der Pumpwellen durch die Wechselwirkung nicht beeinflusst werden, und vernachlässigt die Absorption des Mediums, so erhält man für die im Medium erzeugte Welle:

$$E_{pc}^*(z) = \left(\frac{E_2^*}{E_1} \right) \frac{e^{-\frac{1}{2}\Gamma z} - e^{-\frac{1}{2}\Gamma L}}{1 + \frac{|E_2|^2}{|E_1|^2} e^{-\frac{1}{2}\Gamma L}} E_s(0) , \quad (2.18)$$

wobei E_1 , E_2 , E_s und E_{pc} den Amplituden der Pumpwellen, der Signalwelle und der erzeugten phasenkonjugierten Welle entsprechen. Die Näherung ungeschwächter Pumpwellen ist erfüllt, wenn die Intensitäten der Pumpwellen viel größer sind als die Intensitäten der Signal- und PC-Welle.

Aus Gl. 2.18 folgt:

$$E_{pc} \sim E_s^* , \quad (2.19)$$

die erzeugte Welle ist phasenkonjugiert zur einfallenden Signalwelle.

2.2.2 Selbstgepumpte Phasenkonjugation

Im Gegensatz zur FWM benötigt man zur Realisierung der selbstgepumpten Phasenkonjugation (*Self Pumped Phase Conjugation*, SPPC) keine externen Pumpwellen. Diese werden innerhalb des Kristalls durch Beam-Fanning generiert. In vereinfachten Modellen wird die SPPC wie folgt beschrieben [29, 30]. Das durch Beam-Fanning gestreute Licht (*Fanout*) kann an den inneren Kristalloberflächen derart zurückreflektiert werden, daß sich gegenläufige Streulichtbündel herausbilden, die die Funktion der Pumpwellen der FWM übernehmen. Diese Streulichtbündel oder auch *Loops*, können in sehr vielfältiger Form auftreten [31, 32]. Abbildung 2.6 zeigt das Prinzip eines *selbstgepumpten phasenkonjugierten Spiegels* (Self Pumped Phase Conjugating Mirror, SPPCM), der von

einem BaTiO_3 -Kristall in der sogenannten cat-Konfiguration gebildet wird. Diese Konfiguration wurde nach der ersten Anwendung eines solchen Spiegels, in der das Bild einer Katze (engl. *cat*) übertragen wurde [33], benannt. Die Bereiche, in denen durch FWM das PC-Signal erzeugt wird, sind in Abbildung 2.6 a) durch A bzw. B gekennzeichnet und bilden einen Resonator [24]. Abbildung 2.6 b) zeigt die praktische Umsetzung einer cat-Konfiguration.

Die theoretische Beschreibung der Herausbildung eines selbstgepumpten phasenkonjugierten Signals gestaltet sich sehr schwierig, da der Anlauf der SPPC einen Selbstorganisationsprozeß [34] mit teilweise chaotischem Verhalten [35, 36] darstellt. Innerhalb des Kristalls kommt es aufgrund der Resonatorwirkung der zwei FWM-Zentren zu einer Herausbildung verschiedener Moden. Zwischen diesen Moden kann Energie transferiert werden, was zu einer Schwankung in der Reflektivität führt [37, 38].

Die selbstgepumpte Phasenkonjugation kann in Kristallen mit hohem elektrooptischen Koeffizienten, wie z.B. BaTiO_3 , SBN, KNbO_3 realisiert werden. Aber auch in Sillenitkristallen mit einer speziellen Geometrie und angelegtem elektrischen Feld kann die SPPC verwirklicht werden [39, 40].

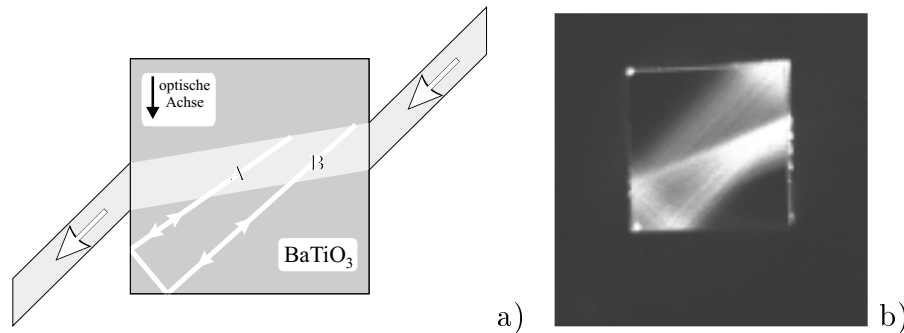


Abbildung 2.6: Prinzip der SPPC in BaTiO_3 ; a) Modellvorstellung b) in einem BaTiO_3 -Kristall mit einem He-Ne-Laser realisiert

2.3 Charakterisierung der verwendeten Laserquellen

Da die Strahlqualität des jeweils verwendeten Lasers einen nicht unerheblichen Einfluß auf die Gitterbildung in den Kristallen hat und sich die Eigenschaften der verwendeten Laserquellen stark unterscheiden, sollen die wichtigsten Parameter der drei verwendeten Lasersysteme im folgenden Absatz dargestellt werden.

Zu Vergleichsmessungen wurde ein Helium-Neon Laser benutzt, der im cw-Betrieb bei einer Wellenlänge von 632,816 nm arbeitet. Derartige Laser zeichnen sich durch eine hohe Stabilität der Strahleigenschaften aus. Nach der Aufwärmphase kann man die Strahlrichtung, zumindest über die Zeitdauer der durchgeführten Messungen (maximal 5 Minuten), als konstant ansehen. Die Schwankungen in der Laserausgangsleistung über den gleichen Zeitraum betrugen weniger als 0,01% und können wegen der weitaus größeren Fehler der Leistungsmeßgeräte vernachlässigt werden. Durch eine Kohärenzlänge von ca. 5 cm ist dieser Laser für Experimente mit photorefraktiven Kristallen bei Weglängenabgleich gut geeignet.

Ein Großteil der Experimente mit Impulsen wurde mit einem GCR-230 der Firma Spectra-Physics durchgeführt. Bei diesem Nd:YAG-Laser handelt es sich um einen Impulslaser, der Impulse mit einer Dauer von 8 ns bei einer Wellenlänge von 1064 nm emittiert. Durch Frequenzverdopplung werden Laserimpulse mit einer Wellenlänge von 532 nm und einer Impulsdauer von 7 ns erzeugt. Der Laser beinhaltet eine schmalbandige Laserdiode, die als *Seed-Laser* eingesetzt wird. Damit erzielt man schmalbandige Impulse mit einer Kohärenzlänge von 2 m. Die Schwankung in der Schuß-zu-Schuß-Impulsenergie bei 532 nm ist von Spectra-Physics kleiner als 2% spezifiziert, was experimentell bestätigt werden konnte. Die Strahlrichtungsstabilität wurde überprüft, indem in einer Entfernung von 7 m vom Auskoppelspiegel des Laseroszillators die Kamera eines Strahlanalysesystems plazierte und eine Folge von 1200 Schüssen aufgenommen wurde. Jeder einzelne Punkt in Abbildung 2.7 steht für das Zentrum des Lichtbündels eines Impulses. Die gesamte Schar der Punkte weist einen Gesamtdurchmesser von 1,58 mm auf, bezogen auf die Ausbreitungsstrecke entspricht dies einer maximalen Schwankung der Strahlrichtung von 0,15 mrad.

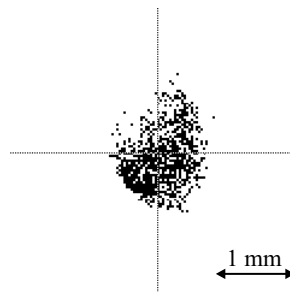


Abbildung 2.7: Strahlrichtungsschwankungen des verwendeten Nd:YAG-Lasers

Ganz anders sieht es beim dritten verwendeten Laser aus. Hierbei handelt es sich um einen MOPO-710 von Spectra-Physics (im folgenden OPO genannt), mit dessen Hilfe Impulse im Wellenlängenbereich von 450-650 nm (*Signalwelle*) und 780-2000 nm (*Idlerwelle*) erzeugt werden können. Der OPO wird vom GCR230 gepumpt, dessen frequenzverdreifachten Laserimpulse (Wellenlänge von 355 nm) über einen optisch parametrischen Prozeß gewandelt werden. Die Impulsdauer der erzeugten Laserimpulse schwankt zwischen 3 ns und 5 ns und ist stark abhängig von der Raum- und Betriebstemperatur sowie insbesondere der Justierung der Komponenten des OPO-Lasersystems. Die Ausgangsimpulsenergie des Systems kann durch einen integrierten schmalbandigen *Seed-Oszillator* oder auch *Master-Oszillator* genannt, verstärkt werden. Gleichzeitig wird bewirkt, daß durch die schmalbandigen Seed-Impulse das gesamte emittierte Licht schmalbandiger wird, was zu einer Vergrößerung der Kohärenzlänge führt (*ge-seedeter* Betrieb). Leider schwankt sowohl die Bandbreite der Impulse als auch die Mittenfrequenz von Schuß zu Schuß. Dies ist eine grundlegende Eigenschaft derartiger Lasersysteme, deren Haupteinsatzgebiet weniger in der Holografie als viel mehr in der Spektroskopie liegt, und läßt sich auch durch genaueste Justierung nicht beheben. Durch einen nachträglich in den OPO eingebauten schaltbaren Strahlunterbrecher kann man das Lasersystem auch breitbandig im *ungeseedeten* Betrieb betreiben, was eine Verringerung der Impulsenergie und eine Verkürzung der Kohärenzlänge bewirkt.

Ein weiteres Problem derartiger Laser ist die relativ große Schwankung der Impulsenergie von Schuß zu Schuß. Diese kann in ungünstigen Fällen 10% betragen und läßt sich kaum kontrollieren.

Die Kohärenzlänge des OPO-Lasersystems wurde mit Hilfe eines Michelson-Interferometers untersucht. Um den Einfluß der Dispersion auszuschließen, wurde ein Strahlteilerwürfel benutzt, der über das gesamte sichtbare Wellenlängenspektrum ein Strahlteilverhältnis von 50:50 aufwies. Die Kohärenzlänge wurde als der Bereich der Weglängendifferenz zwischen den beiden Interferometerarmen bestimmt, innerhalb dessen der Kontrast der Interferenzen im jeweils aufgenommenen Interferogramm größer als 50% des normierten Maximalkontrastes ist. Diese Messungen wurden sowohl im ungeseedeten Betrieb als auch im geseedeten Betrieb wiederholt durchgeführt (Abbildung 2.8). Die Fehlerbalken ergaben sich aus der Standardabweichung der einzelnen Messungen bei einer Wellenlänge. Abbildung 2.8 ist deutlich zu entnehmen, daß im geseedeten Betrieb die Kohärenzlänge des Lasersystems bei ca. 20 mm liegt und keine signifikante Abhängigkeit von der Wellenlänge aufweist. Jedoch ist auch die Schwankung der Kohärenzlänge von Schuß zu Schuß mit 20% - 30% ziemlich hoch.

Etwas anders stellen sich die Kohärenzeigenschaften im ungeseedeten Betrieb dar. Die Kohärenzlänge zeigt eine deutliche Abhängigkeit von der Wellenlänge (2,0 mm bei 470 nm; 0,2 mm bei 650 nm) und muß deshalb bei (holografischen) Experimenten mit dem ungeseedeten Lasersystem berücksichtigt werden.

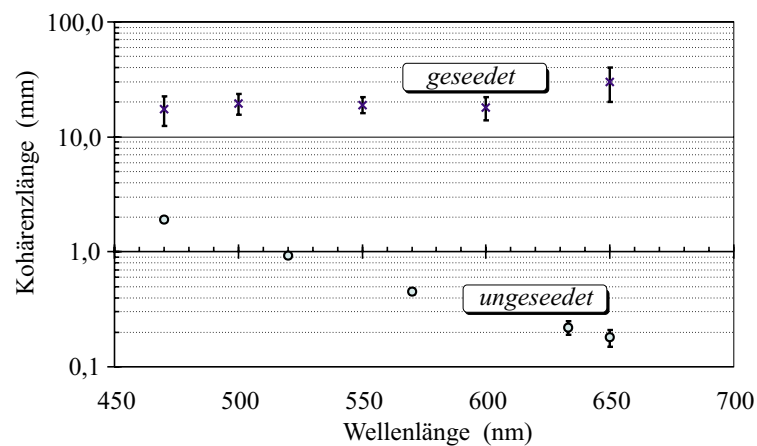


Abbildung 2.8: Kohärenzlänge in Abhängigkeit von der Wellenlänge der vom OPO-System emittierten Laserimpulse

Kapitel 3

Eigenschaften

der photorefraktiven Medien

Bei den in dieser Arbeit untersuchten Kristallarten handelt es sich einerseits um Sillenitkristalle und andererseits um Bariumtitanat (BaTiO_3). Zu den Sillenitkristallen zählen Wismut-Titan-Oxid $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ (BTO) und Wismut-Silizium-Oxid $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ (BSO). Sowohl Sillenitkristalle als auch BaTiO_3 sind bei der Realisierung der Phasenkonjugation im cw-Bereich gern genutzte Kristalle. Abhängig von der Geometrie der Kristalle lassen sich unterschiedliche Aufbauten zur Generation eines phasenkonjugierten Signals realisieren. Die Untersuchungen von Aufbaugeometrien in Abhängigkeit von den Kristalleigenschaften sollen im folgenden vorgestellt werden.

3.1 Bariumtitanat

Wichtige optische Parameter von nominell undotiertem BaTiO_3 sind in Tabelle 3.1 aufgeführt. Bariumtitanat ist ein Material mit einem hohen elektrooptischen Koeffizienten r_{42} . Wegen der erzielbaren Wechselwirkungen mit einfallenden Lichtwellen findet dieses Material in der Literatur große Beachtung. Aufgrund der starken Anisotropie des elektrooptischen Tensors läßt sich der elektrooptische Koeffizient nur mit außerordentlich polarisiertem Licht nutzen.

Bariumtitanat bildet ferroelektrische Kristalle vom Perovskit-Typ und durchläuft mit sinkender Temperatur eine Reihe von Phasenübergängen: kubisch (oberhalb 120°C)

Kristall	r_{42} (pm/V)	α (cm ⁻¹) ¹	n_o ²	n_{oe} ²
BaTiO ₃	1640	0,3	2,339	2,458

¹bei $\lambda = 470$ nm ²bei $\lambda = 514$ nm

Tabelle 3.1: Einige optische Parameter für BaTiO₃; r_{42} - elektrooptischer Koeffizient, α - Absorptionskoeffizient, n_o - Brechzahl der ordentlichen Polarisation, n_{oe} - Brechzahl der außerordentlichen Polarisation [2, 3, 41]

→ tetragonal (oberhalb 5°C) → orthorombisch (oberhalb -90°C) → rhomboedrisch [2]. Die Schmelztemperatur liegt bei ca. 1400°C. Nach dem Ziehen des Kristalls wird dieser nochmals auf 170°C erwärmt, ein elektrisches Feld von ca. 1 kV/cm an den Kristall angelegt und der Kristall mit angelegtem elektrischen Feld unter die Phasenübergangstemperatur kubisch → tetragonal abgekühlt [42]. Aufgrund der so eingebrachten internen Versetzungen zwischen Sauerstoff-/ Titan- und dem Bariumgitter wird ein inneres elektrisches Feld, ein *Koerzitivfeld*, im Kristall eingefroren, welches auch nach dem Abschalten der äußeren elektrischen Spannung erhalten bleibt, solange der Kristall keinen Phasenübergang durchläuft [43]. Durch dieses Koerzitivfeld wird eine Doppelbrechung im Kristall induziert, wobei die optische Achse parallel zum Feldstärkevektor des Koerzitivfeldes liegt [41]. Beim Umgang mit BaTiO₃-Kristallen muß darauf geachtet werden, daß diese sich durch Absorption nicht zu stark erwärmen. Eine Erwärmung über einen Phasenübergang hinaus würde den Verlust der eingebrachten Polung und damit der Doppelbrechung bedeuten.

Die Geometrie und die Lage der optischen Achse des bei den Untersuchungen zu dieser Arbeit verwendeten BaTiO₃-Kristalls kann Abbildung 3.1 entnommen werden. Der Kristall war mit 20 ppm Cobalt dotiert. Durch die Cobaltdotierung wird eine zusätzliche Absorptionsbande bei etwa 2,25 eV eingebracht und die Elektronenleitfähigkeit erhöht. Da vermutlich die Mobilität der Elektronen höher ist als die der Löcher [42], führt dies zu einer Verkürzung der Responsezeiten. Die Transmission des Kristalls ist in Abbildung 3.2 in Abhängigkeit von der Wellenlänge gezeigt. Im in dieser Arbeit benutzten Wellenlängenbereich von 450 nm bis 650 nm wächst die Transmission mit steigender Wellenlänge, d.h. die Absorption der Kristalle nimmt mit wachsender Wellenlänge ab.

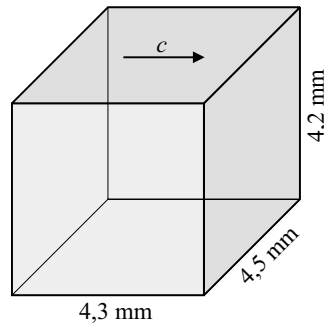


Abbildung 3.1: Geometrie und Lage der optischen Achse des verwendeten BaTiO₃-Kristalls

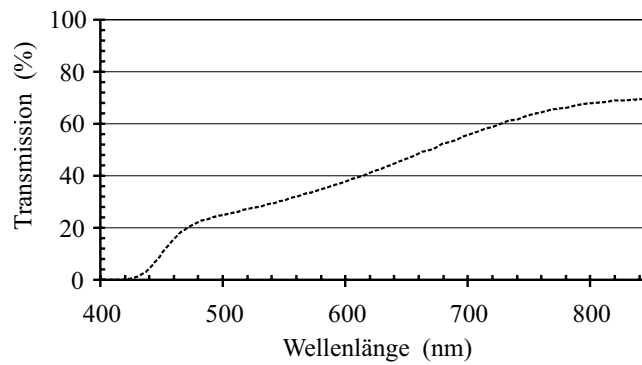


Abbildung 3.2: Transmission des verwendeten BaTiO₃-Kristalls in Abhängigkeit von der Wellenlänge

3.1.1 Effekte bei hohen Lichtintensitäten

Die Photoleitfähigkeit von BaTiO₃ steigt sublinear mit der Lichtintensität [44], und auch von lichtinduzierten Absorptionsänderungen wurde berichtet [45]. Aus diesem Grund liefert ein Ein-Zentren-Modell (siehe Abschnitt 2.1.1) keine befriedigende Beschreibung der Ladungstransportvorgänge im Kristall. Vielmehr muß man ein Zwei-Zentren-Modell mit Elektronen- und Lochleitung ansetzen, wobei Verunreinigungen im Kristall, die in *nominell reinen* BaTiO₃-Kristallen durchaus für den gesamten photorefraktiven Effekt verantwortlich gemacht werden können, zusätzliche Energieniveaus einbringen [46]. Gleichung 2.5 auf Seite 8 muß deshalb ergänzt werden [47]:

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial N_{D1}^+}{\partial t} &= (\beta_{t_1} + s_1 I)(N_{D1} - N_{D1}^+) - \gamma_R n_e N_{D1}^+ \\
 \frac{\partial N_{D2}^+}{\partial t} &= (\beta_{t_2} + s_2 I)(N_{D2} - N_{D2}^+) - \gamma_R n_e N_{D2}^+ ,
 \end{aligned} \tag{3.1}$$

wobei die Indizes $D1$ bzw. $D2$ für jeweils einen der zwei Donatoren stehen. Durch die zusätzliche Lochleitung ändert sich die Berechnung der Stromdichten (Gleichung 2.6 auf Seite 8):

$$J_0 = \sigma E + k_B T \mu \frac{\partial n_e}{\partial z} + \epsilon_s \frac{\partial E}{\partial t} , \quad (3.2)$$

wobei $\sigma = \sigma_e + \sigma_h$. Die Leitfähigkeit $\sigma_e = e \mu_e n_e$ entspricht der Elektronenleitung, $\sigma_h = e \mu_h n_h$ der Lochleitung. Hierbei sind μ_e/μ_h die Beweglichkeit der Elektronen/Löcher und n_e/n_h die Konzentration an Elektronen/Löchern. Zur jeweiligen Konzentration tragen in diesem Fall beide Donatorenniveaus bei [47]. In [46] konnte gezeigt werden, daß bei cw- bzw. Impulsbeleuchtung unterschiedliche Energieniveaus von Bedeutung sind.

Mit Bariumtitanat wird fast ausschließlich im Diffusionsregime gearbeitet, d.h. ohne äußere elektrische Felder. In [48] wurde jedoch gezeigt, daß Drift in einem pyroelektrischen Feld zum dominierenden Ladungstransportprozeß bei Beleuchtung der Kristalle mit ns-Impulsen wird. Pyroelektrische Felder können sich aufgrund von Absorption im Kristall durch die damit verbundene Erwärmung herausbilden [49] und sind proportional zur Temperaturänderung ΔT :

$$\mathbf{E}_{pyro} = -\frac{1}{\epsilon \epsilon_0} \frac{\partial P_s}{\partial T} \Delta T \mathbf{e}_s , \quad (3.3)$$

wobei ϵ eine Komponente des dielektrischen Tensors, T die Temperatur und P_s die spontane Polarisierung des Kristalls sind. Pyroelektrische Felder sind antiparallel zur spontanen Polarisierung gerichtet. Ein pyroelektrisches Feld trägt zur Summe der elektrischen Felder E in Gleichung 2.6 auf Seite 8 bei. Da es aber in Phase mit dem Interferenzgitter ist, wird bei der TWM die Energiekopplung nicht verstärkt.

Mit Hilfe von Zweiwellenmischungsexperimenten konnte nachgewiesen werden, daß sich die Richtung der Energieumkopplung bei ns-Impulsen hoher Intensität umkehrt. Davon wäre auch die Reflektivität eines phasenkonjugierenden Spiegels betroffen. Diese Umkehr läßt sich mit der sublinearen Abhängigkeit der Photoleitfähigkeit erklären. Bei niedrigen Intensitäten überwiegt die Lochleitung [42], während bei hohen Intensitäten wegen des stärkeren Anstiegs mit der Lichtintensität die Elektronenleitung dominiert [50, 51].

Die Rekombinationszeit der Ladungsträger τ_e ist mit weniger als 100 ps recht klein [46]. Die Ausbildung des Brechzahlgitters erfolgt bei der Beleuchtung mit ns-Impulsen

daher simultan mit dem Lichteinfall. Man spricht in diesem Fall von einer *Quasi-cw-Beleuchtung*. Vor diesem Hintergrund wird es verständlich, daß es generell nicht möglich ist, in BaTiO_3 mit nur wenigen Impulsen ein Brechzahlgitter einzuschreiben. Experimentelle Erfahrungen zeigen, daß z.B. der Energieeintrag zum Herausbilden der selbstgepumpten Phasenkonjugation mit Hilfe von BaTiO_3 bei Beleuchtung mit ns-Impulsen ca. 10 mal höher als bei cw-Beleuchtung ist [46, 50, 52].

3.1.2 Erwärmung des Kristalls

Bei der Verwendung von Laserimpulsen muß berücksichtigt werden, daß die vom Laser emittierten Lichtintensitäten um ein vielfaches höher sind als in cw-Experimenten. Aufgrund der Absorption der Kristalle ist somit eine deutlich größere Erwärmung zu erwarten. Um den in Abschnitt 3.1 beschriebenen Verlust der photorefraktiven Eigenschaften zu verhindern, ist eine Abschätzung der Erwärmung des Kristalls angebracht. Dazu eignet sich ein einfacher Aufbau, der in Abbildung 3.3 skizziert ist.

Der Kristall wird durch ein aufgeweitetes und kollimiertes Lichtbündel eines He-Ne-Lasers beleuchtet. Dabei wird sowohl an der Eintritts- als auch Austrittsfläche ein Teil des einfallenden Lichtes reflektiert. Die beiden reflektierten Anteile können miteinander interferieren. Das entstehende Interferenzmuster kann mit Hilfe der CCD-Kamera beobachtet werden, wobei die Linse die Eintrittsfläche des Kristalls auf die Kamera abbildet. Das entstehende Interferenzmuster hängt von der verwendeten Wellenfront, der Oberflächenbeschaffenheit und der Lage der Eintritts- und Austrittsfläche zueinander ab. Wird der Kristall nun mit Laserimpulsen des Nd:YAG-Lasers beleuchtet, so kommt es aufgrund der Erwärmung des Kristalls zu einer Verschiebung des Interfe-

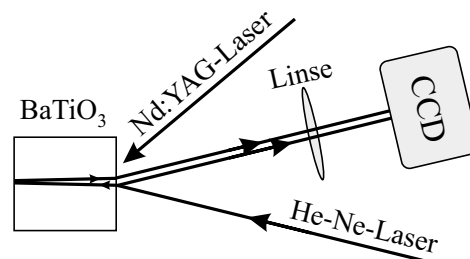


Abbildung 3.3: Aufbau zur Bestimmung der Erwärmung des Kristalls bei Beleuchtung mit Impulsen

renzstreifensystems [53]. Diese Verschiebung wird durch thermische Expansion und den *thermooptischen Effekt*, d.h. die Veränderung der Brechzahl bei einer Temperaturänderung ΔT , hervorgerufen, die beide zu einer Vergrößerung der optischen Weglänge l_{opt} des an der Austrittsfläche reflektierten Lichtbündels führen:

$$l_{opt} = n_0 \cdot l \quad (3.4)$$

$$\begin{aligned} \Delta l_{opt} &= l \Delta n + n_0 \Delta l \\ &= \frac{\partial n}{\partial T} l \Delta T + \alpha_{th} n_0 l \Delta T. \end{aligned} \quad (3.5)$$

Hierbei sind Δl_{opt} die Änderung der optischen Weglänge, α_{th} der thermische Ausdehnungskoeffizient, $\frac{\partial n}{\partial T}$ der thermooptische Koeffizient und n_0 die Brechzahl. Der vom Licht zurückgelegte Weg l läßt sich in diesem Fall einfach mit der doppelten Dicke des Kristalls abschätzen, da der Einfallswinkel des Lichtes möglichst klein gehalten wurde. Damit ergibt sich für die Erwärmung ΔT :

$$\Delta T = \frac{\Delta l_{opt}}{l \left(\frac{\partial n}{\partial T} + \alpha_{th} n_0 \right)}. \quad (3.6)$$

Nach [54] ist $\alpha_{th} = 5 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ und $\frac{\partial n}{\partial T} = 0 \text{ K}^{-1}$ für Lichteinfall senkrecht zur optischen Achse und $\frac{\partial n}{\partial T} = 1,4 \times 10^{-4} \text{ K}^{-1}$ für Lichteinfall parallel zur optischen Achse. Die Änderung der optischen Weglänge Δl_{opt} läßt sich aus der Änderung der Phase des Interferenzmusters abschätzen, wobei eine Phasenänderung von 2π einer Weglängenänderung von λ entspricht.

Zur Abschätzung der Erwärmung wurde der Kristall mit Laserimpulsen bei einer Wellenlänge von 532 nm beleuchtet, die Impulsenergie betrug jeweils 200 μJ . Dabei wurde das Lichtbündel durch eine Sammellinse fokussiert, so daß der Bündeldurchmesser auf der Eintrittsfläche des Kristalls 1 mm betrug. Damit wurden die Versuchsbedingungen jenen, die während der weiteren Versuche zu dieser Arbeit herrschten, angepaßt.

Mit dem Beginn der Beleuchtung des Kristalls mit Laserimpulsen wurden fortlaufend Bilder mit der CCD-Kamera aufgenommen, um die Veränderung des Interferenzstreifensystems untersuchen zu können. Der Kristall wurde daraufhin über einen Zeitraum von 20 Minuten mit Laserimpulsen beleuchtet, bereits nach 5 Minuten konnte jedoch keine Veränderung im Interferenzstreifensystem mehr beobachtet werden. Eine weitere Erwärmung kann deshalb ausgeschlossen werden.

Der Kristall wurde bei Zimmertemperatur in zwei unterschiedlichen Positionen in den Strahlengang gebracht. Zunächst wurde er derart ausgerichtet, daß die optische Achse des Kristalls annähernd parallel zur Beobachtungsrichtung lag. Daraufhin konnte die Änderung des Interferenzstreifensystems aufgenommen werden. In einem zweiten Versuchsteil wurde der Kristall um 90° gedreht, so daß seine optische Achse nun senkrecht zur Beobachtungsrichtung orientiert war und der Versuch wiederholt. Aufgrund der unterschiedlichen thermooptischen Koeffizienten war trotz identischer Erwärmung mit unterschiedlichen Änderungen im Interferenzstreifensystem zu rechnen.

Zunächst konnte festgestellt werden, daß die Interferenzstreifen nicht ihre Form ändern, sondern lediglich eine globale Verschiebung stattfindet (Abbildung 3.4 und Abbildung 3.5). Dies ist darauf zurückzuführen, daß sich der Kristall - trotz der inhomogenen Beleuchtung - durch innere Wärmeleitprozesse gleichmäßig erwärmt.

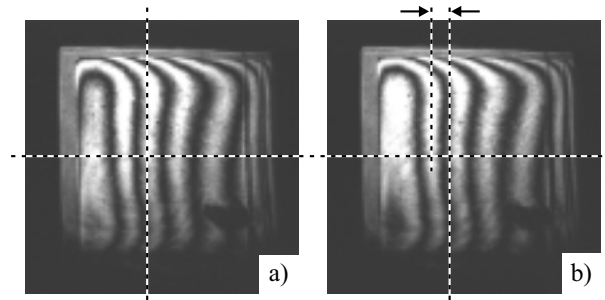


Abbildung 3.4: Interferenzmuster a) vor Beleuchtung mit Impulsen b) im stationären Zustand, $\Delta\phi$ kennzeichnet die laterale Verschiebung des Interferenzmusters; die optische Achse des Kristalls liegt senkrecht zur Papierebene

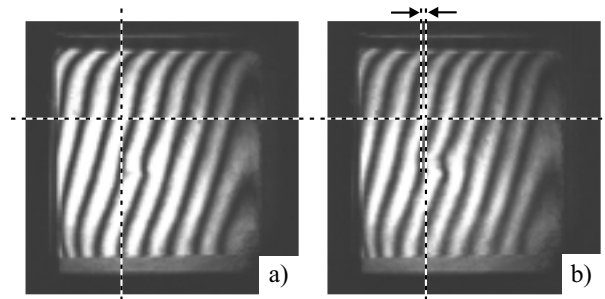


Abbildung 3.5: Interferenzmuster a) vor Beleuchtung mit Impulsen b) im stationären Zustand; die optische Achse des Kristalls liegt parallel zur Papierebene

Zur Abschätzung der Änderung der Phasenlage des Interferenzstreifensystems wurde einfach die Verschiebung des Interferenzstreifens ins Verhältnis zum Abstand zweier benachbarter Interferenzstreifen gesetzt (Abbildung 3.4 und Abbildung 3.5). Dieses sehr grobe Verfahren liefert für eine Abschätzung der Größenordnung der Erwärmung jedoch hinreichend genaue Ergebnisse. Somit konnte Δl_{opt} mit ca. 440 nm für die erste und Δl_{opt} mit ca. 40 nm für die zweite Kristallposition abgeschätzt werden. Gemäß Gleichung 3.6 ergab sich somit eine Erwärmung von $\Delta T \approx 0,32$ K für die erste und $\Delta T \approx 0,35$ K für die zweite Kristallposition. Beide Werte stimmen erwartungsgemäß annähernd überein, da der Kristall in beiden Fällen mit der gleichen Impulsenergie beleuchtet wurde und sich somit jeweils gleich stark erwärmt haben muß.

In allen Experimenten zu dieser Arbeit wurde in den meisten Fällen mit Impulsenergien kleiner als 200 μ J gearbeitet. Die dort aufgetretene Erwärmung betrug weniger als 0,35 K. Auch bei der maximal verwendeten Impulsenergie von 2 mJ (siehe Abschnitt 5.1.2) kann eine Gefährdung des Kristalls durch übermäßige Erwärmung über eine Phasenübergangstemperatur hinaus aufgrund obiger Ergebnisse ausgeschlossen werden.

3.2 Sillenite

Sillenitkristalle können mit vergleichsweise einfachen Methoden in hoher optischer Qualität gezogen werden [55, 56, 57]. Die in dieser Arbeit verwendeten Kristalle wurden am Väisälä Laboratory der Universität Joensuu in Finnland nach der Czochralski Methode gezüchtet. Sie sind nominell undotiert. 13 der trotzdem vorkommenden Verunreinigungen (z.B. Ba, V, Fe, Co, Cu, Mn, Ni, Ti, Cr) wurden analysiert. Die Summe dieser kontrollierten Verunreinigungen in den Ausgangsmaterialien ist geringer als $5 \times 10^{-4}\%$ (Masse), wobei genauere massenspektrografische Untersuchungen ergaben, daß die Konzentration keines der vermessenen verunreinigenden Elemente $10^{-4}\%$ (Masse) im Kristall übersteigt [58].

3.2.1 Grundlegende Eigenschaften

BTO und BSO sind paraelektrische Kristalle, weisen ein zentrosymmetrisches, kubisch raumzentriertes Kristallgitter auf und gehören zur Punktgruppe 23. Einige optische

Parameter, wie der elektrooptische Koeffizient r_{41} , die optische Aktivität ρ , die Absorption α , und die Brechzahl n_0 sind Tabelle 3.2 für zwei Wellenlängen zu entnehmen. Die Effektivität der Wechselwirkung von Licht mit dem Kristall wird leider durch den im Vergleich zu anderen photorefraktiven Kristallen relativ niedrigen elektrooptischen Koeffizienten begrenzt. Interessant für die Anwendung sind diese Kristalle trotzdem, denn durch das Anlegen einer äußeren elektrischen Spannung [23] oder die Vergrößerung der Wechselwirkungslänge, etwa durch das Verwenden dickerer Kristalle [63], lassen sich ähnliche Effekte erzielen wie in Kristallen mit höheren elektrooptischen Koeffizienten. In Experimenten ist weiterhin auch die optische Aktivität der Sillenitkristalle zu beachten.

Bei den Untersuchungen zu dieser Arbeit wurden ausschließlich zwei Kristalle verwendet, ein BTO-Kristall und ein BSO-Kristall. Die Geometrien der Kristalle können der Abbildung 3.6 entnommen werden. Beim BTO-Kristall handelt es sich aufgrund der besonderen Dimensionen um einen sogenannten *faserähnlichen Sillenitkristall*. Auf die Besonderheiten der faserähnlichen Kristalle wird in Abschnitt 3.2.2 eingegangen. Der BTO-Kristall wurde mit Elektroden versehen, so daß man ein elektrisches Feld

Kristall	BTO	BSO
$\lambda=514 \text{ nm}$		
$\alpha \text{ (1/mm)}$	0,23 - 0,28	0,45 - 0,60
n_0	2,54 - 2,62	2,61 - 2,64
$\rho \text{ (°/mm)}$	36 - 45	11
$r_{41} \text{ (pm/V)}$	4,5	5,2
$\lambda=633 \text{ nm}$		
$\alpha \text{ (1/mm)}$	0,01 - 0,06	0,03 - 0,12
n_0	2,53 - 2,54	2,25 - 2,58
$\rho \text{ (°/mm)}$	21 - 24	6,3
$r_{41} \text{ (pm/V)}$	4,4 - 5,0	5,1 - 5,2

Tabelle 3.2: Wichtige optische Parameter von BSO und BTO [2, 46, 59, 60, 61, 62]

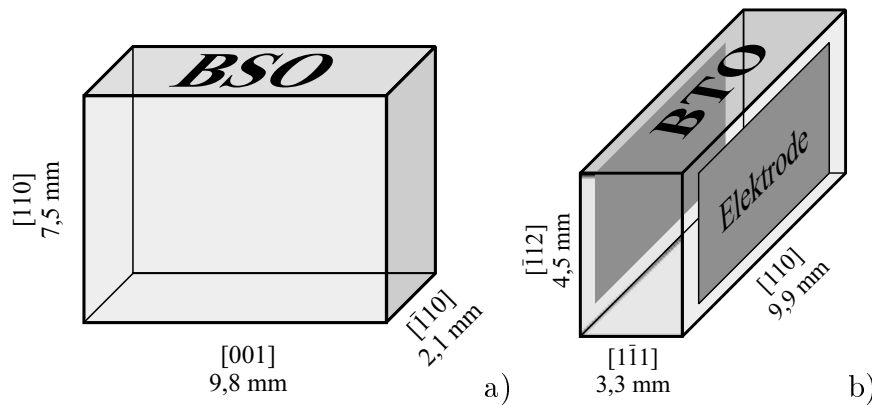


Abbildung 3.6: Geometrie und Kristallorientierung der verwendeten Sillenite;
a) BSO, b) BTO

in Richtung der $[1\bar{1}1]$ -Achse des Kristalls anlegen kann. Die Elektroden bestanden aus aufgedampften Silber, deren Fläche kleiner als die Kristallfläche gehalten wurde, um elektrische Überschlge zu vermeiden.

Die Bestimmung der Transmission der Kristalle in Abhängigkeit von der Wellenlänge ergab einen Kurvenverlauf, der in Abbildung 3.7 gezeigt ist. Im in dieser Arbeit benutzen Wellenlängenbereich von 450 nm bis 650 nm wächst die Transmission mit steigender Wellenlänge, d.h. die Absorption der Kristalle nimmt mit wachsender Wellenlänge ab. Die niedrigere Transmission von BTO gegenüber BSO liegt an der groeren Dicke des Kristalls.

Sillenite weisen eine lichtinduzierte Absorption auf, deren Zerfall in einem zweistufigen Prozeß mit Zeitkonstanten von Sekunden und Tagen stattfindet [46, 64]. Weiterhin

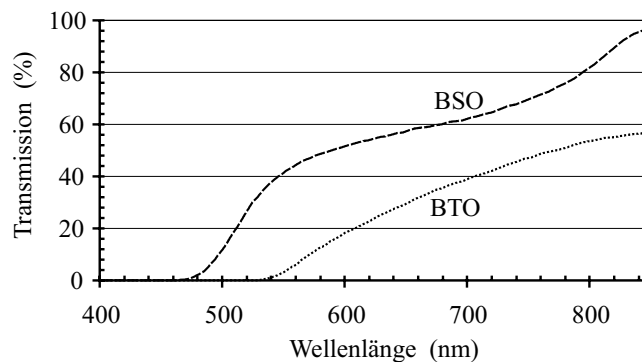


Abbildung 3.7: Transmission der verwendeten Sillenitkristalle in Abhängigkeit von der Wellenlänge

wurde bei Messungen der Leitfähigkeit gezeigt, daß die Dunkelleitung entscheidend von der vorherigen Beleuchtung abhängt [65]. Diese Beobachtungen lassen sich nicht mit einem Ein-Zentren-Modell zur Beschreibung der Ladungstransportvorgänge vereinbaren. Vielmehr müssen zum Ladungstransport zusätzliche sogenannte *Shallow Traps* (Donatorniveaus nahe dem Leitungsband [66]) und gleichzeitig auftretende Elektronen- und Lochleitung [46] beitragen. Gleichzeitige Elektronen- und Lochleitung tritt zumeist in nominell reinen Kristallen auf [67] und führt zu zwei Arten von photorefraktiven Gittern, die sich gegenseitig kompensieren können [68]. Bei homogener Beleuchtung verteilen sich die Ladungen nicht mehr aufgrund eines Raumladungsfeldes, sondern nur noch infolge eines Konzentrationsgefälles, was sich in einer Vergrößerung der Speicherzeit äußert [69, 70]. Zusätzlich zu der Annahme, daß zwei oder mehr Donatorniveaus existieren, geht man bei Silleniten vom sogenannten *Drei-Valenzen-Modell* aus. Dieses nimmt an, daß eines der Donatorniveaus in drei verschiedenen Valenzzuständen existiert [71]. Mit diesem Modell kann die lichtinduzierte Absorption erklärt werden [71, 72].

Bei Beleuchtung mit Impulslasern und den damit verbundenen hohen Lichtintensitäten ist es möglich, in den Kristallen innerhalb weniger ns ein photorefraktives Gitter einzuschreiben [22, 66]. Im Gegensatz zu BaTiO_3 erfolgt die Ladungsträgerumverteilung im Impulsbetrieb auch während der Dunkelphasen, d.h. zwischen den Laserimpulsen. Ermöglicht wird dies durch die Dunkelleitfähigkeit der Sillenite und durch eine vergleichsweise lange Rekombinationszeit der Ladungsträger im μs -Bereich [22].

Während bei eigenen Experimenten mit BSO die lichtinduzierte Absorption nicht nachweisbar war, äußerte sie sich sehr stark bei Experimenten mit BTO. Bereits bei cw-Intensitäten dunkelt der BTO-Kristall bei Beleuchtung mit grünem Licht mit der Zeit ein, d.h. die Absorption steigt. Die Zeitkonstanten dieses Prozesses hängen dabei von der verwendeten Intensität ab und können in der Größenordnung weniger Sekunden liegen. Im roten Spektralbereich dagegen zeigte BTO keine Absorptionsänderung. Diese Eigenschaft wurde bisher dem *photochromen Effekt* zugeschrieben [73, 74, 75]. Ein neues Modell in [72] ist jedoch in der Lage, diese lichtinduzierte Absorption mit Hilfe des Ladungstransportmodells zu erklären. Dabei wird von einem Zwei-Zentren-Modell mit *Shallow Traps* ausgegangen, von denen ein Donatorniveau in drei Valenzzuständen vor-

kommen kann. Für den Absorptionskoeffizienten α ergibt sich im stationären Zustand:

$$\alpha = h\nu[s_D(N_D - N_D^{1+} - N_D^{2+}) + s_TM + s_{1+}N_D^{1+}] , \quad (3.7)$$

wobei N_D die totale Donatorendichte, N_D^{1+} und N_D^{2+} die Dichte der einfach- bzw. zweifach ionisierten Donatoren, M die Dichte der besetzten Shallow Traps, s_D , s_T und s_{1+} die Anregungsquerschnitte für neutrale, einfach ionisierte Donatoren bzw. Shallow Traps sind. $h\nu$ stellt die Photonenenergie des einfallenden Lichtes dar, woraus sich die Wellenlängenabhängigkeit ergibt. Abbildung 3.7 auf Seite 28 zeigt die Transmission von BTO ohne den Einfluß der lichtinduzierten Absorption.

3.2.2 Eigenschaften der faserähnlichen Sillenitkristalle

Sillenitkristalle, die in ihren Abmessungen dem verwendeten BTO Kristall in Abbildung 3.6 b) auf Seite 28 ähneln, weisen gegenüber den sogenannten *Bulk*-Kristallen Vorteile auf. Durch die Länge des Kristalls sind große Wechselwirkungsgebiete zwischen interagierenden Wellen realisierbar. Durch die Schmalheit der Kristalle werden beim Anlegen einer elektrischen Spannung im Bereich von wenigen kV höhere elektrische Felder in den Kristall eingebracht als bei herkömmlichen Geometrien.

Gemäß Gleichung 2.9 auf Seite 9 wird die Bildung des Raumladungsfeldes E_{SC} von einem angelegten äußeren elektrischen Feld E_0 unterstützt. Nach Gleichung 2.15 auf Seite 10 wird damit die Kopplungskonstante Γ komplexwertig, die Phase Φ zwischen Interferenz- und Brechzahlgitter wird verändert, und die Phasen der wechselwirkenden Wellen werden beeinflusst. Die Beeinflussung der Phasen ist meist unerwünscht, da dies auf die Ausbreitung der Wellen wirkt oder Fehler in interferometrische Anordnungen einbringt. Ziel ist eine Maximierung der Energieumkopplung, d.h. eine Maximierung des reelwertigen Anteils von Γ . Dafür gibt es zwei verschiedene Möglichkeiten: das Anlegen eines elektrischen Wechselfeldes [2, 76, 77] oder die Bewegung des Interferenzgitters beim Anlegen eines elektrischen Gleichfeldes [2, 78]. Mit beiden Methoden kann gleichzeitig die Verschiebung zwischen Interferenz- und Brechzahlgitter kompensiert werden.

Das Bewegen des Interferenzgitters kann durch eine laterale Verschiebung des Kristalls oder durch eine kontinuierliche Phasenverschiebung in einer der Wellen bewirkt werden. Die Geschwindigkeit der Verschiebung weist eine starke Abhängigkeit von der

Intensität ab [79]. Die Verwendung eines elektrischen Wechselfeldes gestaltet sich dagegen nicht so schwierig, es muß lediglich die Bedingung erfüllt sein, daß die Periode des Wechselfeldes T_{HV} deutlich größer sein muß als die Rekombinationszeit $\tau_R = \frac{1}{\gamma_R N_A^-}$ der Elektronen im Leitungsband (bzw. der Löcher im Valenzband). Andererseits muß sie deutlich kürzer sein als die dielektrische Relaxationszeit τ_{Di} :

$$\tau_R \ll T_{HV} \ll \tau_{Di}. \quad (3.8)$$

So wird gewährleistet, daß die Drift der Ladungsträger nicht beeinflußt und eine symmetrische Ladungsumverteilung wie im Diffusionsfall erzielt wird [80]. Die größte Verstärkung des imaginären Anteils in der Amplitude des Raumladungsfeldes und damit der Energieumkopplung erhält man bei Verwendung einer symmetrischen Rechteckspannung [80]. Bei Verwendung eines faserähnlichen Sillenitkristalls kann eine so starke Energieumkopplung erzielt werden, daß es sogar zum Beam-Fanning kommt [40, 81].

Das Beam-Fanning in faserähnlichen Sillenitkristallen läßt sich sehr gut mit der Zweiwellenmischung vergleichen. Teile eines einfallenden Lichtbündels werden an Inhomogenitäten, z.B. Kratzer und Verunreinigungen an der Oberfläche, Kristallfehler und Verunreinigungen im Kristall, gestreut. Durch die Überlagerung mit dem einfallenden Lichtbündel kommt es aufgrund der Zweiwellenmischung zur Verstärkung oder Abschwächung des Streulichtes. Die Verstärkung bzw. Abschwächung hängt von der Kristallorientierung und dem Winkel zwischen Streulicht und einfallendem Bündel ab.

3.2.3 Beam-Fanning in BTO mit Impulsen

Da Beam-Fanning (im folgenden *Fanning* genannt) die Grundvoraussetzung zur Realisierung eines selbstgepumpten phasenkonjugierenden Spiegels darstellt, wurden Untersuchungen zur Optimierung des Fannings im Impulsbetrieb durchgeführt. Fanning mit Hilfe eines faserähnlichen Sillenitkristalls läßt sich mit einem sehr einfachen Aufbau, realisieren (Abbildung 3.8). Der Winkel ξ soll hierbei den Winkel zwischen der transmittierten Signalwelle und dem Fanning mit der größten Intensität beschreiben. Der Bündeldurchmesser des Lasers wurde durch eine Blende direkt vor dem Kristall auf 2 mm begrenzt. Zur Visualisierung des Fannings wurde hinter dem Kristall ein Schirm aufgestellt, der mit einer CCD-Kamera beobachtet wurde. Die Kamera war an

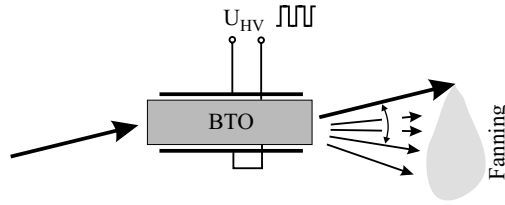


Abbildung 3.8: Aufbau zur Realisierung von Beam-Fanning mit Hilfe eines faserähnlichen Sillenitkristalls

ein spezielles Bildverarbeitungssystem angeschlossen, welches vom Lasernetzteil getriggert werden konnte, um einzelne Laserimpulse gezielt aufnehmen zu können. Neben der bildhaften Aufnahme des Fannings konnte aus den Aufnahmen auch das Intensitätsprofil entlang einer Zeile der CCD-Kamera bestimmt werden (Abbildung 3.9).

Für die Untersuchung wurde wegen der wellenlängenabhängigen lichtinduzierten Absorption von BTO mit dem OPO-Lasersystem gearbeitet. Die Impulswiederholfrequenz betrug stets 10 Hz. Damit stehen folgende Parameter zur Optimierung des Fannings zur Verfügung: die Wellenlänge λ , die Amplitude der Rechteckspannung U_{HV} , deren Frequenz f_{HV} und die verwendete Impulsenergie W_S .

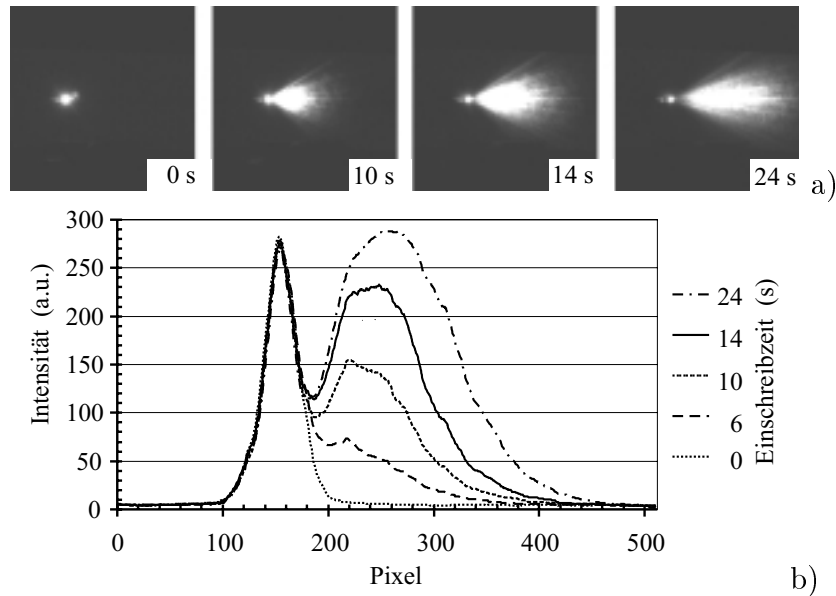


Abbildung 3.9: Zeitliche Entwicklung des Fannings in BTO nach dem Zuschalten der Hochspannung; $\lambda=635$ nm, $U_{HV}=2,5$ kV, $W_S=100$ μ J; a) Aufnahme, b) Intensitätsprofil

In Abbildung 3.9 auf Seite 32 ist die typische zeitliche Entwicklung des Fannings nach dem Einschalten der Hochspannung mit den zugehörigen Intensitätsprofilen abgebildet. Aus den Abbildungen ist zu entnehmen, daß sich mit fortschreitender Einschreibzeit die Intensität des Fannings verändert. Neben der Gesamtintensität ändert sich auch der Winkel ξ , unter dem die maximale Intensität des Fannings aus dem Kristall austritt.

Abhängigkeit des Fannings von der Frequenz der angelegten Spannung

Zunächst sollte herausgefunden werden, bei welcher Frequenz der Rechteckspannung sich das Fanning mit größter Intensität herausbildet. Dazu wurde das gesamte Licht des Fannings mit Hilfe einer Linse auf einen Detektor fokussiert und nach dem Einschalten der Hochspannung gewartet, bis sich ein stationärer Zustand einstellte, d.h. die Intensität des Fannings sich nicht mehr änderte. Die verwendeten Versuchsparameter waren:

Kristall	W_S (mJ)	λ (nm)	U_{HV} (kV)	f_{HV} (Hz)
BTO	1,0	635	4,6	0 - 100

Aus den gewonnenen Meßwerten ergab sich eine deutliche Abhängigkeit der Intensität des Fannings von der Frequenz des angelegten Feldes (Abbildung 3.10). Alle folgenden Versuche wurden basierend auf diesem Ergebnis bei einer Frequenz von (5 ± 1) Hz durchgeführt, der angegebene Fehler der Frequenz wurde von der Hochspannungsquelle hervorgerufen.

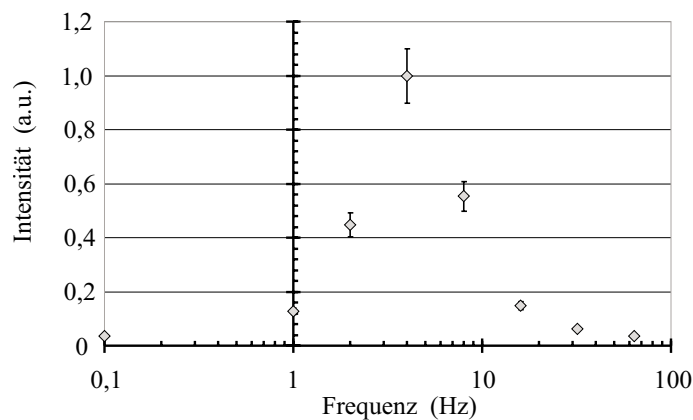


Abbildung 3.10: Abhängigkeit des Fannings von der Frequenz des Rechteckfeldes

Abhängigkeit von der Impulsenergie

Zur Untersuchung der Abhängigkeit des Fannings von der Impulsenergie wurden folgende Versuchsparameter verwendet:

Kristall	W_S (μJ)	λ (nm)	U_{HV} (kV)	f_{HV} (Hz)
BTO	10 - 500	635	2,5	5

In verschiedenen Meßreihen wurde aus den beobachteten Intensitätsprofilen die maximale Intensität des Fannings und der Winkel, unter dem diese Intensität abgestrahlt wird, bestimmt. Für die maximale Intensität ergab sich nach der Normierung der Intensität auf die eingestrahlte Impulsenergie (relative Intensität) folgendes Bild (Abbildung 3.11): bei niedrigen Impulsenergien steigt die maximale Intensität des Fannings langsam an. Bei höheren Impulsenergien erreicht das Fanning deutlich schneller einen Maximalwert. Wird jedoch die Impulsenergie über $160 \mu\text{J}$ erhöht, so sinkt die relative Intensität des Fannings wieder ab, ohne daß jedoch die Geschwindigkeit der Fanningausbildung begrenzt wird. Die Ursache für den Rückgang der maximalen Intensität des Fannings liegt in der lichtinduzierten Absorption begründet. Bei niedrigen Impulsenergien kommt es noch nicht zu einer Veränderung der Absorption. Eine Erhöhung der Impulsenergie führt zu einer Eindunklung des Kristalls, d.h. zu einer Vergrößerung der Absorption, wodurch die Intensität des Fannings reduziert wird. Die lichtinduzierte Absorption ist jedoch reversibel, nach einer Lagerung des Kristalls über mehrere Stunden bis zu Tagen hinweg (abhängig von der Stärke der Eindunklung) heilt die Eindunklung wieder aus.

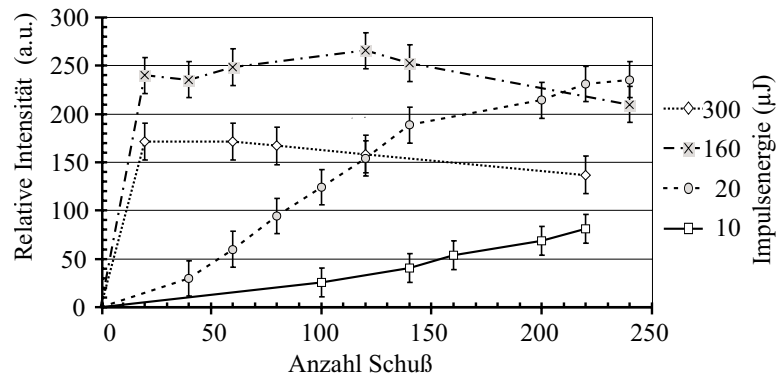


Abbildung 3.11: Zeitliche Entwicklung des Fannings bei unterschiedlichen Impulsenergien

Im Gegensatz zur Intensität des Fannings ändert sich nach Erreichen eines stationären Wertes der Winkel ξ , in dem die maximale Intensität des Fannings abgestrahlt wird, nicht. Die einfallende Impulsenergie beeinflusst nur die Zeitspanne, bis der stationäre Wert erreicht wird (Abbildung 3.12).

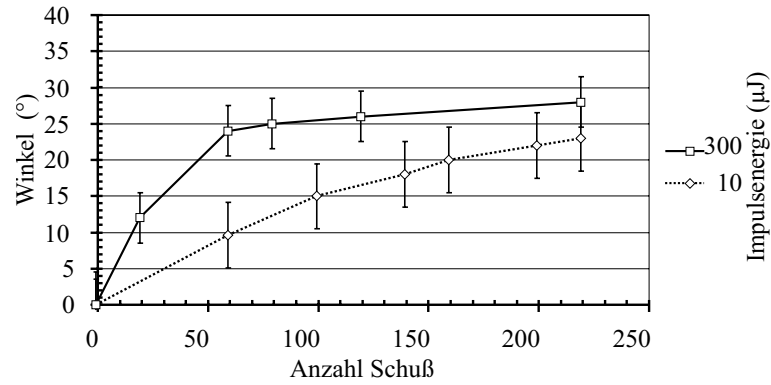


Abbildung 3.12: Zeitliche Entwicklung des Winkels des maximalen Fannings

Abhängigkeit von der angelegten Spannung

In gleicher Weise wurde aus den Intensitätsprofilen die Abhängigkeit von der angelegten Spannung bestimmt. Folgende Versuchsbedingungen wurden realisiert:

Kristall	W_S (μJ)	λ (nm)	U_{HV} (kV)	f_{HV} (Hz)
BTO	40	635	0 - 5	5

Bei den Experimenten zeigte sich, daß ab einer angelegten Spannung von 1,5 kV Fanning beobachtet werden konnte. Die Intensität erhöhte sich bei dieser Spannung aber nur sehr langsam [Abbildung 3.13 a)]. Bei Spannungen ab 2 kV stieg die Intensität dagegen schneller an und erreichte nach spätestens 20 Sekunden Beobachtungszeit (entspricht 200 Schuß) einen stationären Wert. Bei höheren Spannungen wurde der gleiche stationäre Wert sehr viel schneller erreicht. Im Gegensatz zur Intensität weist der Winkel ξ keine Abhängigkeit von der angelegten Spannung auf [Abbildung 3.13b)]. Damit läßt sich die Intensität des Fannings durch die angelegte elektrische Spannung regeln, ohne die Geometrie des Aufbaus verändern zu müssen.

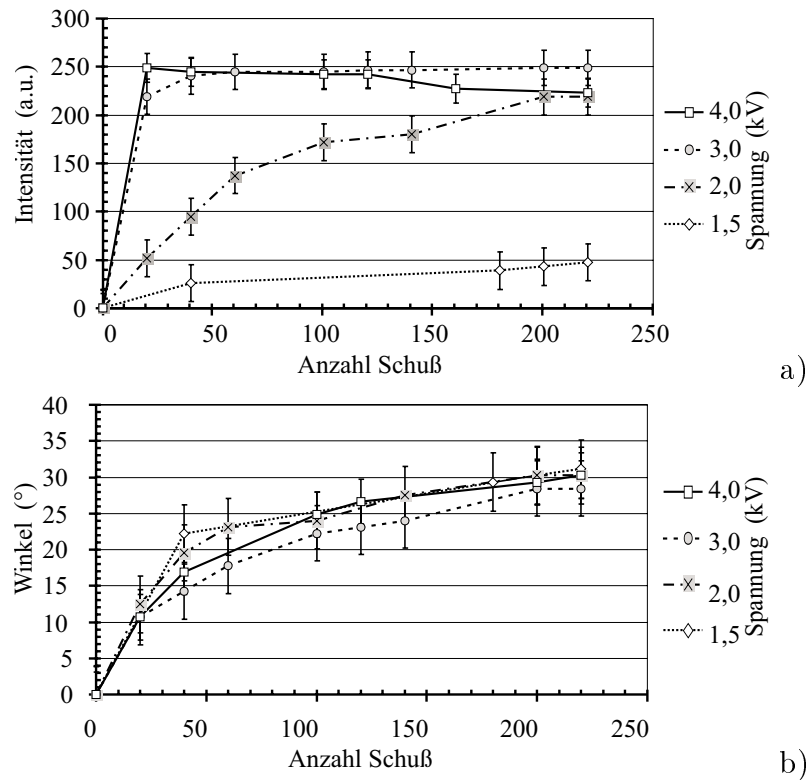


Abbildung 3.13: Zeitliche Entwicklung des Fannings bei unterschiedlichen Spannungen; a) Intensität, b) Winkels des maximalen Fannings

Abhängigkeit von der Wellenlänge

Die Untersuchung der Abhängigkeit des Fannings von der Wellenlänge gestaltete sich aufgrund der lichtinduzierten Absorption schwieriger als die vorangegangenen Messungen. Da der Kristall nach der Beleuchtung seine Absorption veränderte, mußte vor jeder Meßreihe eine Pause eingelegt werden, die dem Kristall die Möglichkeit des 'Ausheilens' der Eindunklung bot. Außer der Wellenlänge wurden alle anderen Versuchsparameter konstant gehalten:

Kristall	W_S (μJ)	λ (nm)	U_{HV} (kV)	f_{HV} (Hz)
BTO	40	550 - 650	2,5	5

In Abbildung 3.14 a) ist die zeitliche Entwicklung der Gesamtintensität des Fannings bei unterschiedlichen Wellenlängen dargestellt. Aus dem Diagramm lassen sich mehrere Aussagen gewinnen. Bei kürzeren Wellenlängen erfolgt die Ausbildung des Fannings schneller als bei größeren Wellenlängen. Da aber die lichtinduzierte Absorption bei

niedrigeren Wellenlängen stärker ist als bei größeren, wird die Intensität des Fannings durch die zunehmende Absorption verringert. Bei größeren Wellenlängen dagegen tritt kaum noch lichtinduzierte Absorption auf, weshalb die Intensität des Fannings nach einer längeren Aufbauphase (nach ca. 100 Sekunden) deutlich größere Werte annimmt als bei niedrigeren Wellenlängen. Auch beim Winkel ξ zeigt sich gemäß Abbildung 3.14 b) eine deutliche Abhängigkeit von der Wellenlänge. Je niedriger die Wellenlänge ist, umso kleiner ist ξ .

Neben der prinzipiellen Realisierung des Fannings im Impulsbetrieb diente die Charakterisierung der Eigenschaften des Fannings als Grundlage zur im Kapitel 5 beschriebenen Realisierung eines selbstgepumpten phasenkonjugierenden Spiegels mit faserähnlichen Sillenitkristallen im Impulsbetrieb. Aus den Ergebnissen lassen sich Bedingungen an Geometrie- und Versuchsparameter für deren Realisierung ableiten.

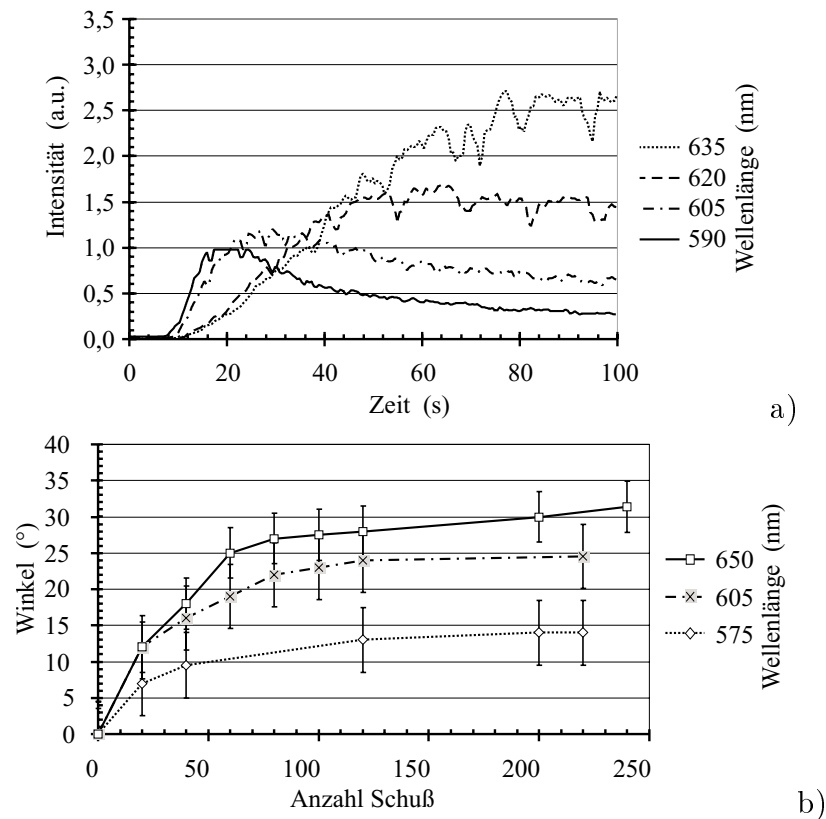


Abbildung 3.14: Zeitliche Entwicklung des Fannings bei unterschiedlichen Wellenlängen; a) Intensität, b) Winkels des maximalen Fannings

Kapitel 4

Gütebestimmung von phasenkonjugierenden Spiegeln

Die Charakterisierung von phasenkonjugierenden Spiegeln kann auf verschiedene Arten und Weisen erfolgen [82, 83, 84, 85]. Die einfachste Methode besteht darin, die Reflektivität eines solchen Spiegels zu messen, jedoch würde dabei nicht auf die charakteristischen Eigenschaften eines PCM (siehe Abschnitt 2.2) eingegangen. Ein PCM ist dadurch gekennzeichnet, daß die einfallende Wellenfront nach der Reflexion wiederhergestellt wird. Eine Charakterisierung eines phasenkonjugierenden Prozesses muß Abweichungen zwischen einfallender und reflektierter Wellenfront berücksichtigen.

4.1 Interferometrische Methode

Ziel der interferometrischen Methode ist, die Wellenfront der einfallenden und der reflektierten, d.h. phasenkonjugierten Welle zu bestimmen. Durch Differenzbildung der Phasenwerte an gleichen lateralen Orten ließe sich eine Gütezahl bestimmen, die direkt Auskunft über die Genauigkeit der Rekonstruktion der ursprünglichen Wellenfront nach dem Phasenkonjugationsprozeß liefert.

4.1.1 Prinzip der interferometrischen Methode

Der prinzipielle Aufbau der interferometrischen Methode (IFM) kann Abbildung 4.1 entnommen werden. An einem dünnen Keil wird sowohl die einfallende als auch die phasenkonjugierte Welle an der Vorder- und auch an der Rückseite reflektiert. Der Keil erfüllt hierbei zwei Aufgaben. Durch die Dicke des Keils wird ein lateraler Versatz zwischen den jeweils beiden am Keil reflektierten Wellen erzeugt. Der Betrag dieses Versatzes s_h (*Shear*) hängt von der Dicke d des Keils und dem Einfallswinkel α_0 ab:

$$s_h = 2d \tan \left[\sin^{-1} \left(\frac{1}{n_0} \sin \alpha_0 \right) \right] , \quad (4.1)$$

wobei n_0 die Brechzahl des Keils ist. Der Einfluß des Keilwinkels κ auf s_h kann für $\kappa < 1^\circ$ vernachlässigt werden. Die beiden so erzeugten *Shearinginterferogramme* enthalten Information über die Abweichungen der einfallenden und phasenkonjugierten Welle von einer ebenen Welle. Zusätzlich kommt es in diesen Shearinginterferogrammen durch den Keilwinkel zu zusätzlichen Interferenzstreifen mit einer Raumfrequenz f_0 von

$$f_0 = \frac{2 \sin(\sigma_0/2)}{\lambda} , \quad (4.2)$$

wobei

$$\sigma_0 = \alpha_0 - \sin^{-1} [n_0 \sin(\sin^{-1}(1/n_0) \sin \alpha_0 + 2\kappa)] . \quad (4.3)$$

Diese Interferenzstreifen können nun genutzt werden, um die Abweichungen der Phase der jeweiligen Welle von einer ebenen Welle mit Hilfe des *Fouriertransformationsver-*

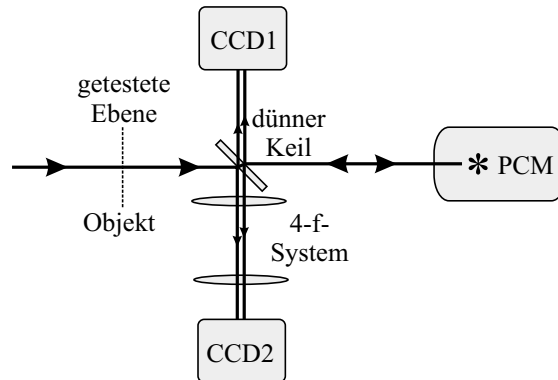


Abbildung 4.1: Prinzipieller Aufbau zur interferometrischen Bestimmung der Güte eines phasenkonjugierten Signals

fahrens zu bestimmen. Der Vorteil des Fouriertransformationsverfahrens besteht darin, daß nur ein Interferogramm zur Phasenberechnung benötigt wird. Dies stellt eine grundlegende Voraussetzung für Experimente mit Impulslasern dar, weil aufgrund der Schwankungen in der Strahlrichtung von Schuß zu Schuß die benötigten Interferogramme innerhalb eines Impulses aufgenommen werden müssen [86].

Die einfallende Welle und die phasenkonjugierte Welle durchlaufen die Keilplatte in entgegengesetzten Richtungen. Deshalb können die Interferogramme auf zwei einander gegenüberliegenden CCD-Kameras gleichzeitig aufgenommen werden. Da zu einem Vergleich der Wellenfronten jeweils die gleiche Ebene untersucht werden muß, benötigt man ein zusätzliches *4-f-System*. Durch die abbildenden Eigenschaften des PCM wird eine Ebene des einfallenden Lichtbündels auf die CCD1 abgebildet. Diese Ebene befindet sich im gleichen Abstand zum Keil wie die Oberfläche der CCD-Kamera. Genau diese Ebene muß durch das 4-f-System auf die CCD2 im Maßstab 1:1 abgebildet werden. Zum Justieren der Kamerapositionen aufeinander empfiehlt es sich, in dieser Ebene ein Objekt in den Strahlengang zu bringen.

Die Reihenfolge der notwendigen Berechnungen läßt sich in Abbildung 4.2 nachvollziehen. Abbildung 4.2 a) zeigt die Interferogramme der Signalwelle und der phasenkonjugierten Welle. Auf diese beiden Interferogramme muß nun das Fouriertransformationsverfahren angewandt werden. Zur Bestimmung der Phase wird im Ortsfrequenzspektrum die nullte und alle negativen Ordnungen herausgefiltert. Als Ergebnis der Rücktransformation erhält man jeweils ein Phasenbild, das aufgrund des Prinzips der Fouriertransformation modulo 2π dargestellt wird, d.h. daß die stetig und monoton steigende Phase bei Werten größer 2π wieder bei 0 beginnt [Abbildung 4.2 b)]. Nach Verstetigung dieser Phasenbilder und Abzug der Referenzebene, die sich durch den Keilwinkel des Strahlteilers ergibt, erhält man zwei Shearinginterferogramme [Abbildung 4.2 c)], die die Abweichungen der jeweiligen Wellenfront von einer Ebene kennzeichnen. Durch direkte Differenzbildung dieser beiden Bilder erhält man die Abweichungen der beiden Wellenfronten zueinander [Abbildung 4.2 d) oben]. Zur besseren Veranschaulichung der Abweichungen empfiehlt es sich, die Phase für die dreidimensionale Darstellung mit einem Keil zu unterlegen [Abbildung 4.2 d) unten]. Eine Gütezahl F_{if} kann durch einen Vergleich der Abweichungen von Signal- und PC-Welle mit einer ebenen Welle

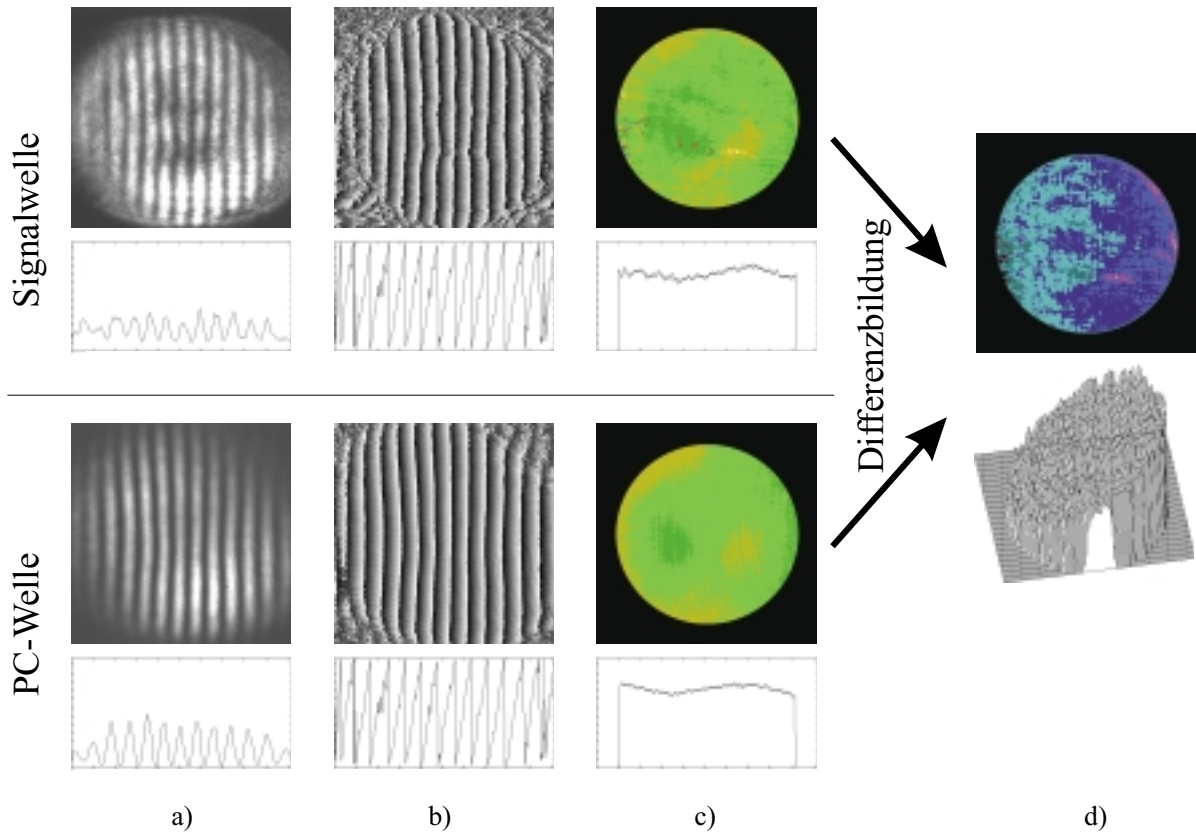


Abbildung 4.2: Vorgehensweise bei der Berechnung der Gütezahl; a) Interferogramme, b) mit Hilfe des Fouriertransformationsverfahrens berechnete Phasenwerte, c) verstetigte Phasenwerte nach Abzug der Referenzebene, d) Differenz der Phasenwerte

definiert werden:

$$F_{if} = \frac{1}{NM} \sum_{i,k=1}^{N,M} |\delta_{PC}(x_i, y_k) - \delta_S(x_i, y_k)|, \quad (4.4)$$

wobei $\delta_{PC}(x_i, y_k)$ die Phasendifferenz zwischen ebener Welle und PC-Welle des Pixels mit den Koordinaten x_i und y_k , analog dazu $\delta_S(x_i, y_k)$ die Phasendifferenz zwischen ebener Welle und Signalwelle des Pixels mit den Koordinaten x_i und y_k und N bzw. M die Anzahl der Pixel in x bzw. y Richtung darstellen. Je besser die Phasenkonjugation funktioniert, umso kleiner ist die Phasendifferenz $\delta_{PC}(x_i, y_k) - \delta_S(x_i, y_k)$. Die Gütezahl F_{if} entspricht somit einer mittleren Abweichung der Wellenfronten von Signal- und PC-Welle zueinander.

4.1.2 Genauigkeit der interferometrischen Methode

Die Genauigkeit der IFM wird durch das *Auflösungsvermögen* des jeweils verwendeten optischen Systems sowie die numerische Genauigkeit des Fouriertransformationsverfahrens bestimmt.

Ob das Auflösungsvermögen des verwendeten optischen Systems hinreichend groß ist, läßt sich leicht abschätzen. Bei der Abbildung der zu untersuchenden Ebene wird eine Abbildung mit einem 4-f-System und eine linsenlose Abbildung durch die Phasenkonjugation im Maßstab 1:1 durchgeführt. Das theoretische Auflösungsvermögen AG' berechnet sich nach [87] und [88] :

$$AG' = 1,22\lambda l'/D, \quad (4.5)$$

wobei l' die Bildweite, λ die verwendete Wellenlänge und D der Durchmesser der Öffnung der verwendeten Optik sind. Für das 4-f-System ergibt sich aus den experimentellen Bedingungen mit $l'=16$ cm, $D=2,5$ cm und $\lambda=532$ nm, daß zwei Punkte in der Objektebene aufgelöst werden könnten, die einen Abstand von $4,2 \mu\text{m}$ aufweisen. Da die verwendeten CCD-Kameras mit einem Pixelabstand von $11 \mu\text{m}$ die laterale Auflösung einschränken, ist das 4-f-System *aberrations-* und nicht *beugungsbegrenzt*.

Für die linsenlose Abbildung mit Hilfe des phasenkonjugierenden Spiegels wird oft eine Linse mit einer Brennweite f zum Fokussieren des einfallenden Lichts benutzt. Da der Durchmesser dieser Linse im allgemeinen größer als der Durchmesser der PCM-Anordnung d_{PCM} ist, wird die numerische Apertur der Gesamtanordnung vergrößert. Die Linse bestimmt das Auflösungsvermögen der Gesamtanordnung, wenn eine Bedingung für den notwendigen Durchmesser des PCM erfüllt ist, die aus einfachen strahlenoptischen Überlegungen hervorgeht:

$$\frac{d_{PCM}}{D} > \frac{f}{l'}. \quad (4.6)$$

Setzt man für das Auflösungsvermögen den Pixelabstand der Kameras ein, so ergibt sich gemäß Gleichung 4.5 mit $\lambda=532$ nm folgende Anforderung an die Linse:

$$f < 16,9 * d_{PCM}. \quad (4.7)$$

Ist Bedingung 4.7 erfüllt, so kann der Einfluß des optischen Systems auf die Genauigkeit vernachlässigt werden, andernfalls sinkt die laterale Auflösung des Verfahrens.

Die Genauigkeit des Fouriertransformationsverfahrens hängt vom verwendeten Bildverarbeitungssystem ab. Die entscheidenden Parameter sind die Anzahl der auszuwertenden Pixel in x - und y -Richtung, die Farbtiefe des aufgenommenen Bildes, die interne Rechengenauigkeit und die Möglichkeiten der Filterung im *Ortsfrequenzraum*. So wurde bereits in [89] gezeigt, daß bei dem benutzten Bildverarbeitungssystem mit einer Bildgröße von 512×512 Pixeln und einer Farbtiefe von 8 Bit (entspricht 256 Graustufen) die Größe der Fehler von der Anzahl der beobachteten Interferenzstreifen abhängt. Bei 10 - 13 berechneten Interferenzstreifen im Bild traten die geringsten Fehler bei der Berechnung auf. Auch durch die Diskretisierung der berechneten Phasenwerte ergibt sich ein Fehler $\Delta\phi_E$, der abhängig ist vom im Bild auftretenden *Phasenhub* (Anzahl der Interferenzstreifen im Interferogramm) und der Anzahl zur Verfügung stehender Graustufen:

$$\Delta\phi_E = \frac{\text{Anzahl der Interferenzstreifen}}{\text{Anzahl der Graustufen}} * 2\pi . \quad (4.8)$$

Verwendet man die optimale Anzahl von Interferenzstreifen bei der Auswertung, so ergeben sich allein durch die Diskretisierung Fehler in der Phase von $1/12 \pi$, was bezogen auf die Wellenlänge einem Fehler von $1/25 \lambda$ entspricht. Feinere Strukturen sind aus obigen Gründen in keinem Fall aufzulösen.

Die Rechengenauigkeit des zur Phasenberechnung mittels Fouriertransformationsverfahrens benutzten Bildverarbeitungssystems läßt sich leicht überprüfen, indem in ein numerisch erzeugtes Testinterferogramm eine definierte Phasenänderung eingebracht wird (Abbildung 4.3). Nachdem die Phase des Interferogrammes berechnet wurde, läßt



Abbildung 4.3: Numerisch erzeugtes Testinterferogramm. Der Phasenversatz in diesem Bild beträgt $0,63 \text{ rad}$, was einer Stufe von $\lambda/10$ entspricht

sich leicht feststellen, ob die berechnete Phasenänderung der theoretisch zu bestimmen entspricht und wie groß die durch das Verfahren eingebrachten Störungen sind. Die ersten Testinterferogramme bestanden aus einer Stufe mit jeweils unterschiedlicher Höhe. Zwei der berechneten Phasenbilder sind in Abbildung 4.4 und Abbildung 4.5 dargestellt. Die in Abbildung 4.4 eingebrachte Stufe von $1/25 \lambda$ (entspricht $0,25 \text{ rad}$) läßt sich zwar in der 3-D Darstellung erahnen, jedoch ist dem Schnittbild deutlich zu entnehmen, daß die Störungen teilweise die gleiche Höhe wie die berechnete Stufe selbst aufweisen. Anders ist dies bei der Stufe in Abbildung 4.5 mit einer Höhe von $1/10 \lambda$ (entspricht $0,63 \text{ rad}$). Stufe und Störungen sind deutlich voneinander zu trennen.

In einem zweiten Test wurde überprüft, inwieweit die bei der Phasenberechnung durch Fouriertransformation notwendige Filterung im Ortsfrequenzraum [89] Einfluß auf die mögliche Auflösbarkeit von Phasenänderungen hat. Dazu wurde im Testinterferogramm in einer Richtung die den Interferogrammen typische gaußförmige Inten-

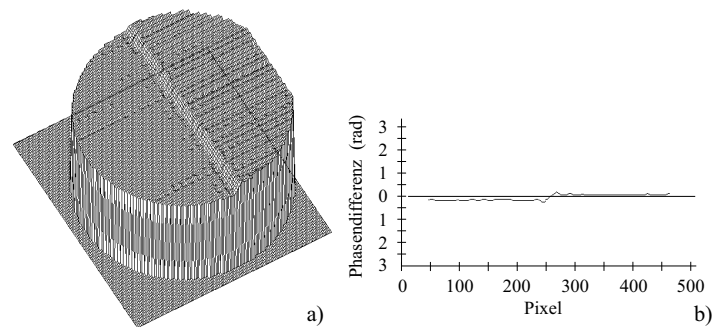


Abbildung 4.4: Berechnetes Phasenbild, die Stufe weist eine Höhe von $0,25 \text{ rad}$ auf; a) 3-D-Darstellung, b) Schnittdarstellung

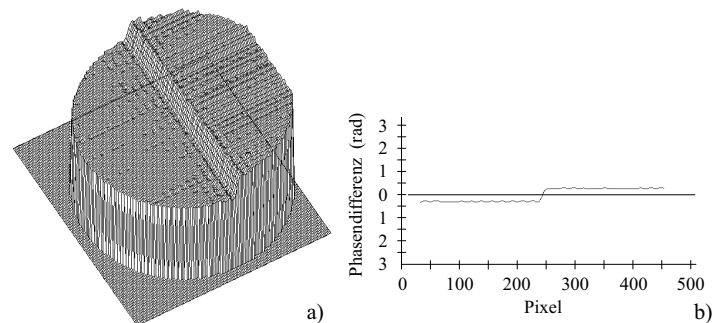


Abbildung 4.5: Berechnetes Phasenbild, die Stufe weist eine Höhe von $0,63 \text{ rad}$ auf; a) 3-D-Darstellung, b) Schnittdarstellung

sitätsverteilung eingebracht. Die aufzulösenden Phasenänderungen bestehen aus zwei kreisförmigen Bereichen, die gegenüber dem restlichen Interferogramm eine Phasenverschiebung von $1/10 \lambda$ aufweisen (Abbildung 4.6).

Als besonders kritisch erweist sich die Lage der unteren Filtergrenze. Wird diese zu niedrig gesetzt, werden bei der Rücktransformation Anteile des *Gleichlichtes* in der Berechnung berücksichtigt, die das Ergebnis verschlechtern und ein periodisches Signal mit der gleichen Frequenz der Interferenzstreifen erzeugen (Abbildung 4.7). In diesem Fall ist die eigentlich interessierende Struktur wiederum kaum zu erkennen. Wird die untere Filtergrenze dagegen zu hoch gesetzt, werden Anteile des *Seitenbandes* abgeschnitten, die zur Phasenberechnung notwendig sind. Dies äußert sich in einer Verfälschung der Höhe der jeweiligen Phasenstufe (Abbildung 4.8).

Die obere Filtergrenze hat kaum einen Einfluß auf die Höhe der Störungen, solange sie so groß gewählt wird, daß das Seitenband nicht abgeschnitten wird. In Abbildung 4.9 ist das Ergebnis der Berechnung bei optimal gesetzten Filtergrenzen zu sehen.

Die Genauigkeit der IFM wird also in erster Linie durch die Genauigkeit des Fouriertransformationsverfahrens bestimmt. Mit dem benutzten Bildverarbeitungssystem lassen sich unter Einhaltung der beschriebenen Bedingungen lokale Abweichungen zwischen der einfallenden und der phasenkonjugierten Wellenfront von $\lambda/10$ nachweisen.

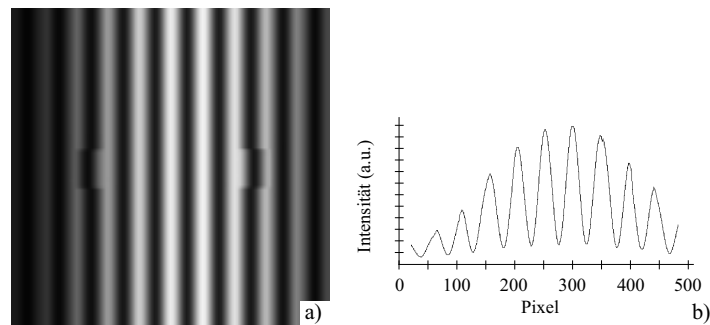


Abbildung 4.6: Numerisch erzeugtes Testinterferogramm mit zwei 0,63 rad hohen Phasenstufen (entspricht $\lambda/10$) und darüber gelegter Helligkeitsverteilung; a) Intensitätsverteilung b) Schnittdarstellung

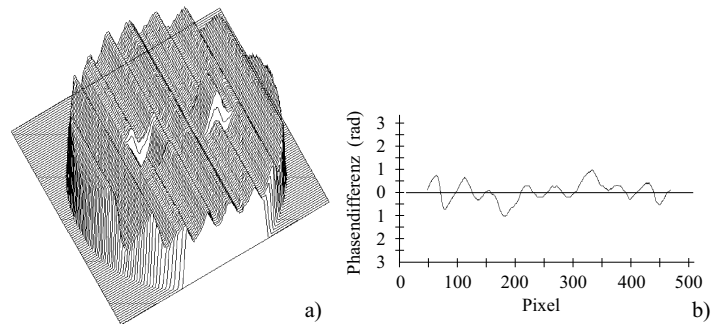


Abbildung 4.7: Berechnetes Phasenbild bei zu niedrig gesetzter unterer Filtergrenze. Teile der nullten Ordnung fließen in die Rücktransformation ein; a) 3-D-Darstellung, b) Schnittdarstellung

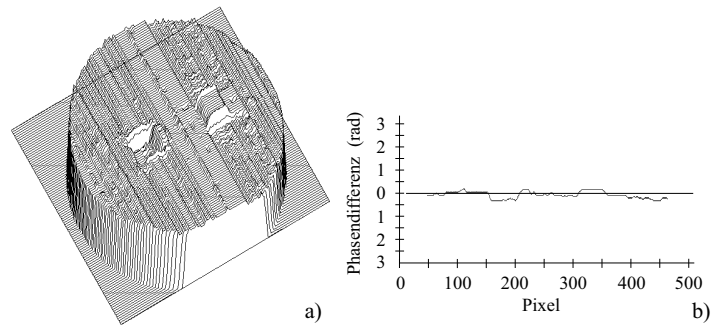


Abbildung 4.8: Berechnetes Phasenbild bei zu hoch gesetzter unterer Filtergrenze. Teile des phaseninformationstragenden Seitenbandes werden beschnitten und die ursprüngliche Phasenstufe verfälscht; a) 3-D-Darstellung, b) Schnittdarstellung

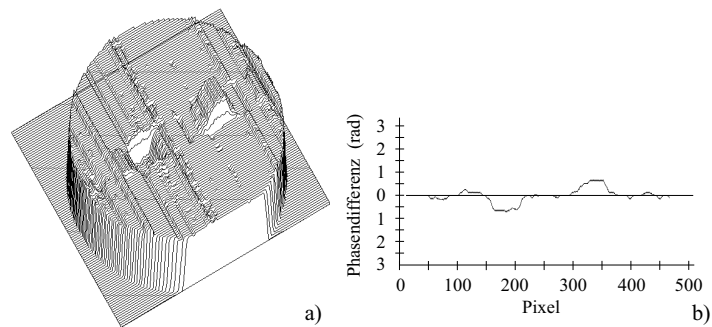


Abbildung 4.9: Berechnetes Phasenbild bei optimal gesetzten Filtergrenzen. Die Phasenstufen werden mit der richtigen Höhe rekonstruiert; a) 3-D-Darstellung, b) Schnittdarstellung

4.2 Das Pinholeverfahren

In der Literatur wird zur Überprüfung der Qualität der Phasenkonjugation meist das Pinholeverfahren, oft auch *energy-in-bucket*-Methode oder Fernfeldmethode genannt, eingesetzt. Die Ursache hierfür liegt darin, daß der erforderliche Aufwand im Vergleich zur IFM deutlich geringer ist und gleichzeitig die Reflektivität des phasenkonjugierenden Spiegels bestimmt wird [90].

Der prinzipielle Aufbau ist in Abbildung 4.10 dargestellt. Die einfallende Signalwelle wird an der Vorderseite eines in den Strahlengang eingebrachten Keils reflektiert und die Intensität I_1 mit dem Detektor D1 bestimmt. Der Detektor D2 registriert die Intensität I_2 des phasenkonjugierten Signals, das an der gleichen Keiloberfläche reflektiert wird. Die Reflektivität des PCM kann nun aus dem Verhältnis der am Detektor D1 und D2 gemessenen Intensitäten I_1 und I_2 bestimmt werden:

$$R = \frac{I_2}{I_1} . \quad (4.9)$$

Bei Verwendung eines Keils mit hinreichend großem Keilwinkel wird gewährleistet, daß sich die Reflexionen des einfallenden (bzw. phasenkonjugierten) Bündels an Vorder- und Rückseite des Keils nicht überlagern. So kann vom phasenkonjugierten Signal ein zweiter Reflex an der zweiten Keiloberfläche untersucht werden. Dieser wird durch eine Linse auf ein Pinhole in der Fourierebene fokussiert und das transmittierte Licht am Detektor D3 gemessen. Der Durchmesser des Pinholes muß auf die Brennweite der Linse abgestimmt werden [88]. Je mehr das einfallende Lichtbündel einer ebenen Welle entspricht, umso mehr Intensität I_3 wird am Detektor D3 registriert. Reflektiert der PCM eine ebene

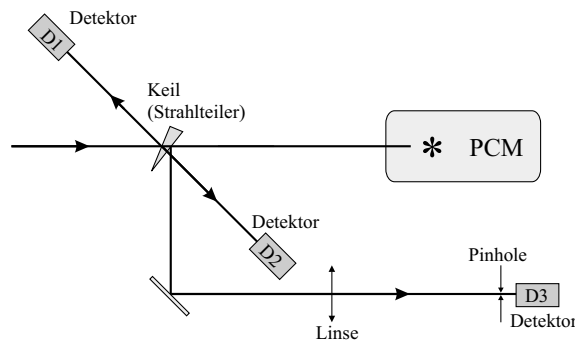


Abbildung 4.10: Prinzipieller Aufbau des Pinholeverfahrens

Welle, so sind die Intensitäten I_2 und I_3 gleich, je mehr die vom PCM reflektierte Welle von einer ebenen Welle abweicht, umso kleiner ist die Intensität I_3 . Verwendet man als einfallende Welle (Eingangswelle) eine ebene Welle, so läßt sich ein Maß für die Güte der Phasenkonjugation aus dem Verhältnis der Intensitäten I_2 und I_3 definieren:

$$F_{pin} = \frac{I_3}{I_2} . \quad (4.10)$$

Der Wertebereich der Gütezahl F_{pin} liegt zwischen 0 und 1, wobei der Wert 1 einer idealen Phasenkonjugation entspricht und der Wert 0 einer ungenügenden.

Diese Methode wird gelegentlich variiert, so wird sowohl zur Erzeugung als auch zur Detektion der ebenen Welle eine Single-Mode-Faser verwendet [91], das grundlegende Prinzip ist jedoch das gleiche.

Ein entscheidender Unterschied zur IFM ist sofort offensichtlich. Das Pinholeverfahren ist nicht in der Lage, differenzierte Aussagen über die Güte der Phasenkonjugation über den Bündelquerschnitt hinweg zu machen, sondern liefert nur eine Zahl. Als Vorteil ist anzusehen, daß einfache Intensitätsdetektoren wie z.B. Photodioden benötigt werden, so daß sich die Möglichkeit ergibt, auch schnelle dynamische Phasenkonjugationsprozesse zeitlich aufgelöst zu untersuchen.

4.3 Vergleich von interferometrischer Methode und Pinholeverfahren mit Hilfe der SBS

Um das Pinholeverfahren und die IFM miteinander zu vergleichen, wäre die Verwendung eines phasenkonjugierenden Spiegels mit variabler Güte von Vorteil. Aus der Literatur ist bekannt, daß die *stimulierte Brillouin-Streuung* (SBS) diese Eigenschaft besitzt [85]. Bei der SBS handelt es sich um eine Streuung von Licht an longitudinalen akustischen Wellen. Mikroskopisch kann man sich den Prozeß so vorstellen, daß die durch die Schallwelle hervorgerufenen Dichteschwankungen des Mediums zu einer Brechzahlmodulation im Medium führen, die auf die einfallende Welle wie ein dielektrischer Spiegel wirkt [92]. Bei hohen Lichtintensitäten kann ab einer gewissen Schwellenintensität eine im Medium auftretende Schallwelle durch *Elektrostriktion* durch das Licht verstärkt werden. Dies führt dazu, daß sich eine Schallwelle in der Form der Wellenfront des einfallenden

Lichtes herausbildet, was zur Entstehung eines mikroskopischen Spiegels in Form der Wellenfront führt. Die an diesem Spiegel reflektierte Welle ist deshalb phasenkonjugiert zur einfallenden Welle. Da sich die beteiligten Schallwellen bewegen, findet eine *Dopplerverschiebung* der Frequenz der reflektierten Welle statt. Diese wird *Brillouinverschiebung* genannt. Die Frequenz der einfallenden Lichtwelle wird dabei gegenüber der reflektierten Welle um den Betrag

$$\omega_B = \pm 2\omega_L \frac{c_s}{c_0/n} \quad (4.11)$$

verschoben, wobei ω_B die Brillouinverschiebung, ω_L die Mittenfrequenz, c_0 die Vakuumlichtgeschwindigkeit, c_s die Schallgeschwindigkeit des Mediums und n die Brechzahl darstellen [93]. Für das in den Experimenten verwendete Aceton ergibt sich eine Frequenzverschiebung von 3 GHz, was diese Art der Phasenkonjugation für interferometrische Anwendungen unbrauchbar macht. Bedingt durch die hohe Schwellenintensität von ca. 3 GW/cm² kann die SBS nur mit Hilfe von Impulslasern erzielt werden.

In [85] konnte mit Hilfe des Pinholeverfahren gezeigt werden, daß bei Lichtintensitäten knapp über der Schwellenintensität die Güte der Phasenkonjugation am besten ist. Für höhere Intensitäten sinkt die Güte der Phasenkonjugation und weist größere Fluktuationen auf. Bei gleichzeitiger Untersuchung der SBS mit Hilfe der IFM und dem Pinholeverfahren kann man somit beide Methoden direkt vergleichen. Die entsprechenden Experimente wurden mit einem Aufbau durchgeführt, in dem sowohl die interferometrische Methode als auch das Pinholeverfahren integriert waren. Als Lichtquelle wurde der Nd:YAG-Laser bei einer Wellenlänge von 532 nm verwendet. Mit Hilfe einer Kombination einer $\lambda/2$ -Platte mit einem impulslaserfesten Polarisationsprisma (*Glan-Laser Prisma*) ließ sich die Impulsenergie im Bereich von 0,3 mJ bis etwa 200 mJ stufenlos variieren. Da im Impulsbetrieb die Strahlrichtung und Wellenfront des Lasers von Schuß zu Schuß variieren kann, ist es bei der IFM dringend erforderlich, beide Interferogramme gleichzeitig, d.h. vom selben Laserimpuls, aufzunehmen. Dies konnte mit einem speziell angepassten Bildverarbeitungssystem realisiert werden. An dieses RGB-System wurden an den grünen und den roten Kanal jeweils eine Monochrom-Kamera angeschlossen, die synchronisiert arbeiteten. Durch die Triggerung durch das Lasernetzteil war es gezielt möglich, einzelne Laserimpulse simultan mit beiden Kameras aufzunehmen.

Zur Erzielung der SBS wurde eine Küvette mit Aceton gefüllt und in den Strahlen-
gang gebracht. Der einfallende Lichtimpuls wurde mit Hilfe einer Linse in die Küvette
fokussiert. Die Brennweite der Linse betrug 10,0 cm. Bereits bei einer Schwellenim-
pulsenergie von 0,6 mJ konnte ein phasenkonjugiertes Signal nachgewiesen werden, bei
höheren Impulsenergien stieg die Reflektivität auf bis zu 64% (Abbildung 4.11).

Zunächst wurde mit Hilfe des Pinholeverfahrens ein Vergleich zu den Ergebnissen
in [85] angestellt und die Güte der SBS bei unterschiedlichen Impulsenergien bestimmt.
Abbildung 4.12 ist zu entnehmen, daß die Güte der SBS knapp über der Schwelle
scheinbar ein Maximum aufweist. Die Güte nimmt mit zunehmender Impulsenergie ab,
gleichzeitig steigen die Fluktuationen, d.h. die Güte variiert bei höheren Impulsenergien
von Schuß zu Schuß.

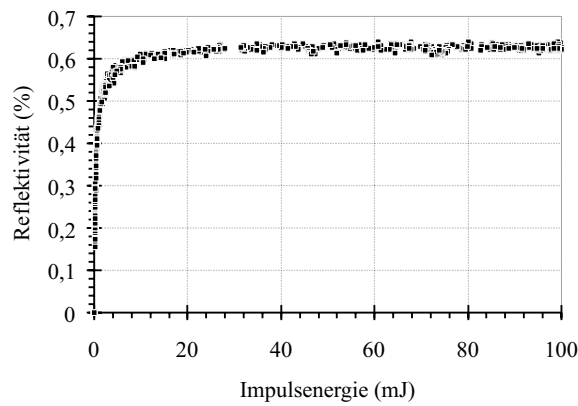


Abbildung 4.11: Reflektivität der SBS in Abhängigkeit von der einfallenden Impulsenergie

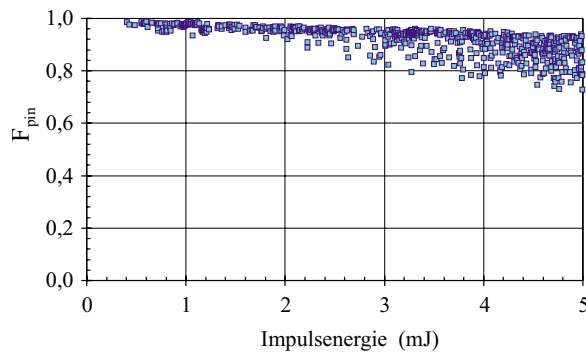


Abbildung 4.12: Güte der Phasenkonjugation von SBS in Aceton in Abhängigkeit von der einfallenden Impulsenergie, aufgenommen mit dem Pinholeverfahren

Nun wurden bei unterschiedlichen Impulsenergien jeweils 12 Messungen durchgeführt, bei denen die Interferogramme zur interferometrischen Gütebestimmung gleichzeitig mit den Intensitäten zur Pinhole-Gütebestimmung aufgenommen wurden. Nach der Auswertung der Interferogramme und der Berechnung beider Gütezahlen ergaben sich zwischen den Methoden leichte Unterschiede. Zum besseren Vergleich wurde in Abbildung 4.13 die Güte des Pinholeverfahrens als $1 - F_{pin}$ aufgetragen, eine steigende Kurve bedeutet eine Verschlechterung der Güte. Die im Diagramm angegebenen Punkte ergaben sich aus der Mittelwertbildung der Werte, die Fehlerangaben aus der Standardabweichung. Bei Impulsenergien größer als 4 mJ zeigen beide Kurven das gleiche Verhalten, die Güte wird schlechter und zeigt deutlich größere Fluktuationen. Bei niedrigeren Impulsenergien hingegen wird nach dem Pinholeverfahren die beste Güte der Phasenkonjugation nahe der Schwelle der SBS, nach IFM bei ca. 4 mJ erzielt.

Die Unterschiede in den Ergebnissen lassen sich wie folgt erklären. In Abbildung 4.14 sind zwei Interferogramme zu sehen, die mit der IFM bei unterschiedlichen Impulsenergien jeweils von der PC-Welle aufgenommen wurden. Dazu wurde ein Nd:YAG-Laser mit einem schlechten Strahlprofil verwendet, dessen Wellenfront Störungen aufweist. In Abbildung 4.14 a) weist einer der Interferenzstreifen (mit einem weißen Ring markiert) einen gekrümmten Verlauf auf. Diese Störungen sind ein Indiz dafür, daß die beobachtete Wellenfront von einer ebenen Welle abweicht. Bei dieser Aufnahme wurde eine Impulsenergie von 4 mJ verwendet. Die gleichen Krümmungen erkennt man ebenfalls

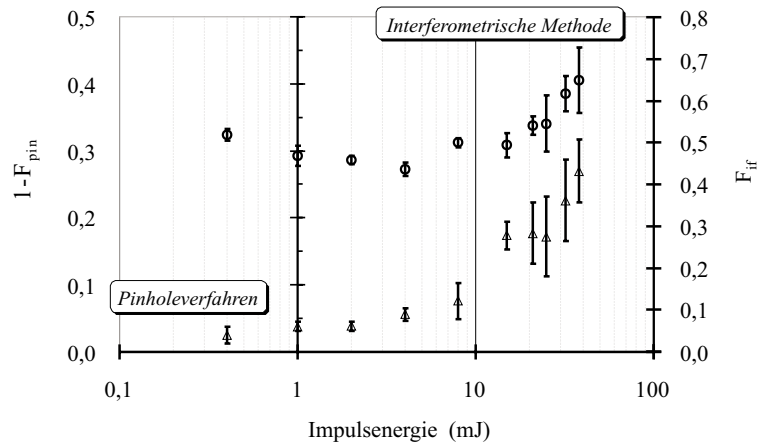


Abbildung 4.13: Gütezahlen der IFM und des Pinholeverfahrens für die SBS bei unterschiedlichen Impulsenergien

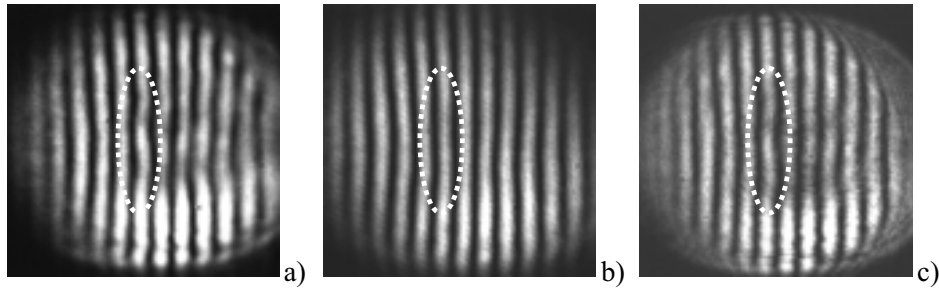


Abbildung 4.14: Interferogramme der phasenkonjugierten Welle, aufgenommen bei a) 4,0 mJ und b) 0,8 mJ Impulsenergie; c) Interferogramm der einfallenden Signalwelle

im Interferogramm der einfallenden Signalwelle in Abbildung 4.14 c), d.h. diese 'Störungen' werden nicht durch den Prozeß der SBS erzeugt. Betrachtet man dagegen den gleichen Interferenzstreifen in Abbildung 4.14 b), für deren Aufnahme eine Impulsenergie von 0,8 mJ verwendet wurde, so fällt auf, daß dieser Streifen deutlich gerader ist. Das bedeutet, daß die reflektierte Welle bei 0,8 mJ eher einer ebenen Welle entspricht.

Die Abweichungen von einer ebenen Wellenfront führen zu höheren Beugungsordnungen in der Fokusebene in der SBS-Zelle, die eine deutlich geringere Intensität aufweisen. Bei hohen Gesamtintensitäten übersteigen auch diese Intensitäten die Schwelle der SBS. Dagegen erreichen diese höheren Beugungsordnungen bei Gesamtintensitäten nahe der Schwelle der SBS die Schwelle der SBS nicht mehr und werden deshalb auch nicht mehr reflektiert. Die SBS produziert in diesem Fall eine nahezu ebene Welle, die aber vom Detektor D3 mit einer maximalen Intensität erfaßt wird (siehe Abschnitt 4.2) und so irrtümlich zu einer hohen Gütezahl führt. Das Pinholeverfahren liefert also in dem Fall, daß die Eingangswelle keine ebene Welle ist, falsche Aussagen, was sich auch in den Ergebnissen in Abbildung 4.13 widerspiegelt. Dies führt bei der Verwendung des Pinholeverfahrens zwangsläufig zu Problemen, da Störungen in der Wellenfront durch alle optischen Elemente eingebracht werden können.

Die sich bei der IFM ergebenden Phasenabweichungen zwischen einfallender und PC-Welle sind für drei unterschiedliche Impulsenergien in den Abbildungen 4.15 - 4.17 dargestellt. Die Bilder repräsentieren Aufnahmen, aus denen eine Gütezahl berechnet wurde, die dem Mittelwert der jeweils 12 gemachten Experimente am nächsten kommt.

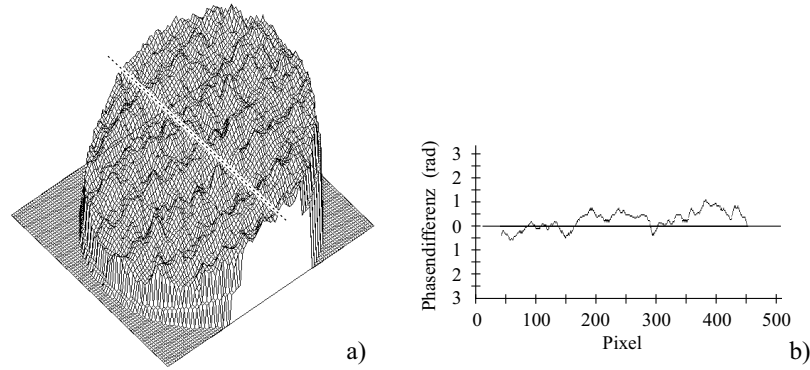


Abbildung 4.15: Typische Phasendifferenz $\delta_{PC}(x_i, y_k) - \delta_S(x_i, y_k)$ der SBS bei einer Impulsenergie von 0,8 mJ; a) 3-D Darstellung, b) typischer Schnitt

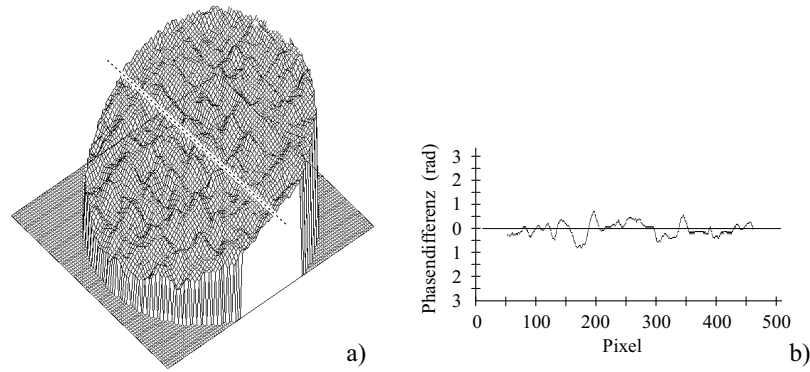


Abbildung 4.16: Typische Phasendifferenz $\delta_{PC}(x_i, y_k) - \delta_S(x_i, y_k)$ der SBS bei einer Impulsenergie von 4,0 mJ; a) 3-D Darstellung, b) typischer Schnitt

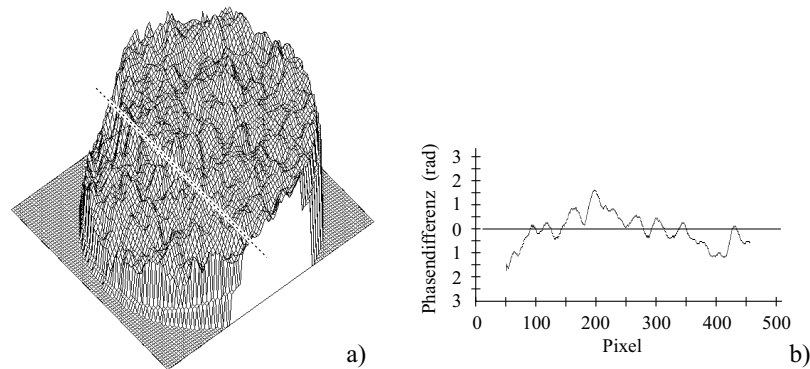


Abbildung 4.17: Typische Phasendifferenz $\delta_{PC}(x_i, y_k) - \delta_S(x_i, y_k)$ der SBS bei einer Impulsenergie von 38,0 mJ; a) 3-D Darstellung, b) typischer Schnitt

Bei 0,8 mJ Impulsenergie ergibt sich eine Gütezahl F_{if} von $0,16 \cdot \pi$. Bezogen auf die Wellenlänge bedeutet dies, daß die mittleren Abweichungen eine Größe von $\lambda/13$ aufweisen. Die im Diagramm ersichtliche Verbesserung der Güte bei einer Impulsenergie von 4 mJ kann man auch in den Darstellungen der Phasenabweichungen nachvollziehen. In der Schnittdarstellung in Abbildung 4.16 b) erkennt man etwas geringere Phasenabweichungen als in Abbildung 4.15 b). Die Gütezahl F_{if} ergab einen Wert von $0,14 \cdot \pi$, was einer mittleren Abweichung von $\lambda/14$ entspricht. Bei einer Impulsenergie von 38,0 mJ ergibt sich eine Gütezahl F_{if} von $0,21 \cdot \pi$, die mittlere Abweichung beträgt demnach $\lambda/9$.

Die SBS stellt ein einfaches Verfahren zur Realisierung eines phasenkonjugierenden Spiegels zur Verfügung. Jedoch weist sie eine Reihe entscheidender Nachteile auf. Das phasenkonjugierte Signal ist zur einfallenden Welle in seiner Frequenz verschoben und die Güte der Phasenkonjugation ist abhängig von der einfallenden Impulsenergie. Die höchste Güte der Phasenkonjugation in Aceton wird bei etwa 4 mJ Impulsenergie erzielt. Dieses Ergebnis konnte mit Hilfe der interferometrischen Methode gewonnen werden, da das Pinholeverfahren eine falsche Aussage lieferte.

Kapitel 5

Selbstgepumpte Phasenkongjugation

Die selbstgepumpte Phasenkongjugation nimmt einen besonderen Stellenwert ein. Im Vergleich zur Vierwellenmischung ist sie relativ einfach zu realisieren, da keine externen Pumpwellen benötigt werden. Im cw-Bereich wurde insbesondere der SPPC mit Hilfe eines BaTiO_3 -Kristalls Beachtung geschenkt, da diese Art der SPPC auch mit niedrigen Intensitäten realisierbar ist, was z.B. für Anwendungen mit Laserdioden von Interesse ist [1]. Auch kann man im cw-Betrieb eine hohe Güte der Phasenkongjugation erzielen [89, 94]. Es verwundert nicht, daß die SPPC in BaTiO_3 auch in den Impulsbereich übertragen wurde. Die SPPC konnte dabei mit ns-Lasern [52, 95, 96], ps-Lasern [97] und sogar auch mit fs-Lasern [98] realisiert werden. Allerdings beruhen die Erfahrungen bei der Güte der Phasenkongjugation im Impulsbereich derzeit ausschließlich auf dem Einsatz des Pinholeverfahrens.

Seit wenigen Jahren existiert eine neue Möglichkeit der Realisierung der SPPC durch die faserähnlichen Sillenitkristalle [62]. Das realisierbare Beam-Fanning kann in gleicher Weise zur SPPC genutzt werden wie in BaTiO_3 [39]. Im cw-Bereich liegen bereits umfassende Erfahrungen vor, jedoch gibt es noch keine Untersuchungen im Impulsbereich. Durch die Verwendung des OPO-Lasersystems eröffnet sich die Möglichkeit der Bestimmung der Wellenlängenabhängigkeit der Phasenkongjugation.

5.1 Selbstgepumpte Phasenkongjugation mit BaTiO_3

Im Verlauf dieser Arbeit wurde die selbstgepumpte Phasenkongjugation in BaTiO_3 mit Impulsen am Beispiel der cat-Konfiguration untersucht. Aufgrund deutlicher Unterschiede in den Charakteristika der Laserstrahlung zwischen cw- und Impulsbeleuchtung (siehe Abschnitt 2.3) waren signifikante Veränderungen der Eigenschaften der SPPC zu erwarten. Aus diesem Grund wurde zunächst die Abhängigkeit der Reflektivität der SPPC von geometrischen Faktoren wie Eintrittswinkel und Eintrittsposition im cw-Betrieb mit Untersuchungen im Impulsbetrieb verglichen. Die gewonnenen Erkenntnisse sollen der Optimierung der im Abschnitt 5.1.3 und im Kapitel 6 durchgeführten Messungen dienen.

5.1.1 Vergleich cw- und Impulsbetrieb

Wegen des großen Einsatzspektrums der SPPC und der Einfachheit der cat-Konfiguration (im folgenden cat-Spiegel genannt) wurde dieser Art der Phasenkongjugation (PC) in der Literatur bereits viel Beachtung geschenkt. Abbildung 5.1 zeigt die Entwicklung des Streulichts bis zum Herausbilden des Loops, der zur Erzeugung des phasenkongjugierten Signals führt. Bisher wurden allerdings hauptsächlich Anwendungen und Eigenschaften der SPPC im cw-Bereich untersucht. Erfahrungen im Impulsbereich liegen

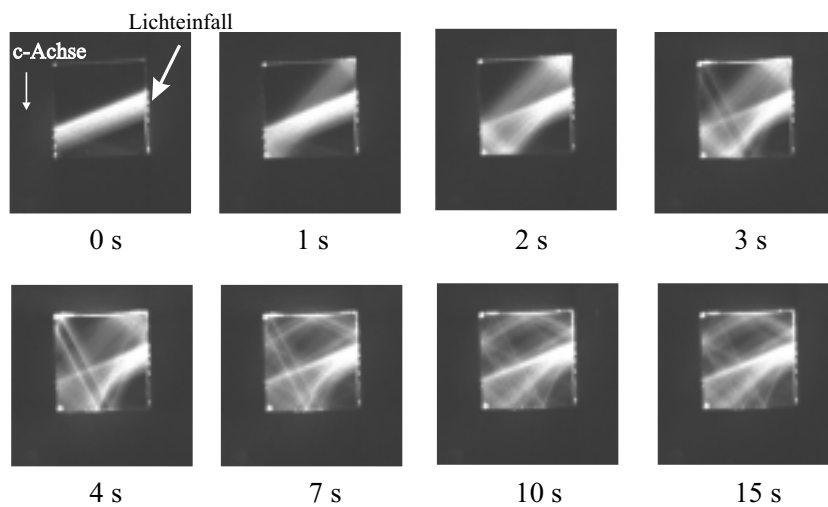


Abbildung 5.1: Herausbildung des Loops bei Beleuchtung eines BaTiO_3 -Kristalls mit einem He-Ne-Laser

nur wenige vor und beziehen sich im wesentlichen auf die Realisierung der Phasenkongjugation an sich [52, 97, 98, 99] und den Einfluß hoher Lichtintensitäten auf die Reflektivität [95, 96]. Direkte Vergleiche gewonnener Erkenntnisse zwischen cw- und Impulsbetrieb wurden erschwert, da sich die Wellenlängen der Laser bei cw- und Impulsexperimenten in der Literatur unterscheiden. Bisher wurden für Impulsexperimente im allgemeinen Nd:YAG-Laser bei einer Wellenlänge von 532 nm oder 1064 nm und im cw-Bereich He-Ne-Laser bei 633 nm und Argon-Ionen-Laser bei 514 nm eingesetzt. Mit Hilfe des OPO-Lasersystems war es möglich, cw- und Impulsexperimente, die bei der gleichen Wellenlänge gewonnen wurden, direkt miteinander zu vergleichen. Bei den Untersuchungen wurden dabei Geometriefaktoren wie Einfallswinkel und Einfallssposition des Lichtes in Bezug auf die Kristalloberfläche berücksichtigt. Die Untersuchungen im cw-Bereich wurden mit einem He-Ne-Laser durchgeführt, da hier bereits umfangreiche Erfahrungen vorliegen [58, 89]. Im Impulsbereich wurde das OPO-Lasersystem bei einer Wellenlänge von 632,8 nm eingesetzt. Mit Hilfe eines teleskopischen Systems wurde das Laserbündel des He-Ne-Lasers auf 8 mm aufgeweitet, dies entspricht dem Bündeldurchmesser des Impulslasers. Der Kristall wurde so im Strahlengang positioniert, daß seine c-Achse parallel zur Eintrittsfläche orientiert war. Das Laserbündel wurde mit Hilfe einer Linse der Brennweite 125 mm fokussiert. Der Bündeldurchmesser an der Eintrittsfläche des Kristalls betrug 1 mm.

Zur Bestimmung der Reflektivität der phasenkongjugierenden Anordnung im cw-Betrieb wurde eine Glasplatte in den Strahlengang gebracht und das reflektierte Licht des einfallenden und phasenkongjugierten Impulses mit jeweils einem Leistungsmeßgerät registriert. Die Reflektivität R berechnet sich aus dem Verhältnis der phasenkongjugierten Leistung P_{pc} zur einfallenden Leistung P_{ein} :

$$R = \frac{P_{pc}}{P_{ein}}. \quad (5.1)$$

Im Impulsbetrieb wurden die Leistungsmeßgeräte durch Energiemeßgeräte ersetzt. R ergibt sich dann aus dem Verhältnis $R = \frac{W_{pc}}{W_{ein}}$, wobei W_{ein} die Energie des einfallenden und W_{pc} die Energie des phasenkongjugierten Impulses ist. Die Verwendung der Impulsenergie anstelle der Impulsleistung zur Berechnung der Reflektivität ergibt nur dann keinen Fehler, solange die Impulsdauer durch den phasenkongjugierenden Prozeß

nicht verändert wird. Eine Veränderung der Impulsdauer konnte jedoch bei zeitaufgelösten Experimenten nicht beobachtet werden (Abbildung 5.2).

Die Reflektivität eines cat-Spiegels hängt sowohl von den photorefraktiven Eigenschaften des Kristalls, die durch Dotierung, Temperatur und Wellenlänge des einfallenden Lichtbündels beeinflusst werden können [24, 58, 100], als auch von Geometriefaktoren wie Kristalldimensionen, Einfallswinkel und lateraler Einfallposition [29, 30] ab. Da die Wellenlänge durch den He-Ne-Laser vorgegeben, die Kristalldimensionen und Dotierung durch den Kristall festgelegt und die Temperatur des Kristalls durch die Raumtemperatur bestimmt waren, wurden zur Charakterisierung des Verhaltens des cat-Spiegels im cw- und Impulsbetrieb die Geometriefaktoren Einfallswinkel und Eintrittsposition genauer untersucht. Die Reflektivität wurde bei fest eingestelltem Einfallswinkel in Abhängigkeit von der Eintrittsposition des Lichtbündels auf der Kristalloberfläche bestimmt und diese Messungen für verschiedene Einfallswinkel wiederholt. Aus den so ermittelten Meßkurven konnte dann die maximale Reflektivität unter dem jeweiligen Einfallswinkel bei optimaler Eintrittsposition ermittelt werden.

In Abbildung 5.3 ist das typische Anlaufverhalten des cat-Spiegels zu sehen. Nach dem Anlaufprozeß bildete sich keine stabile und über einen großen Zeitraum konstante Reflektivität heraus, weshalb die Reflektivität über einen Zeitraum von 200 s gemittelt wurde. Die Messung wurde eine Minute nach dem Beginn der Beleuchtung gestartet, da der Anlaufprozeß der Phasenkongjugation unberücksichtigt bleiben sollte.

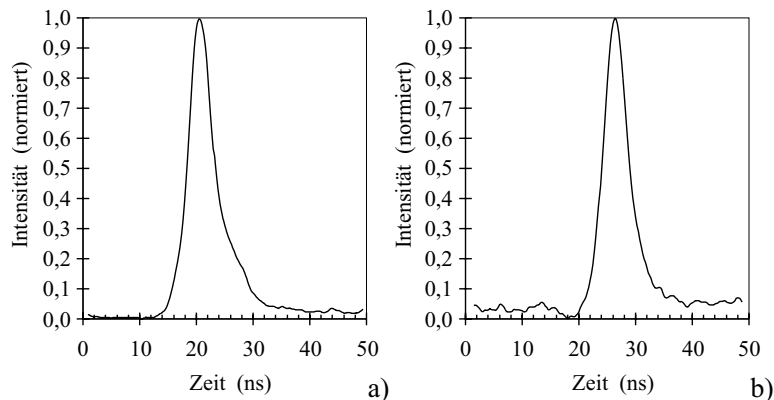


Abbildung 5.2: Zeitlicher Impulsverlauf a) des einfallenden Impulses, b) des phasenkonjugierten Impulses

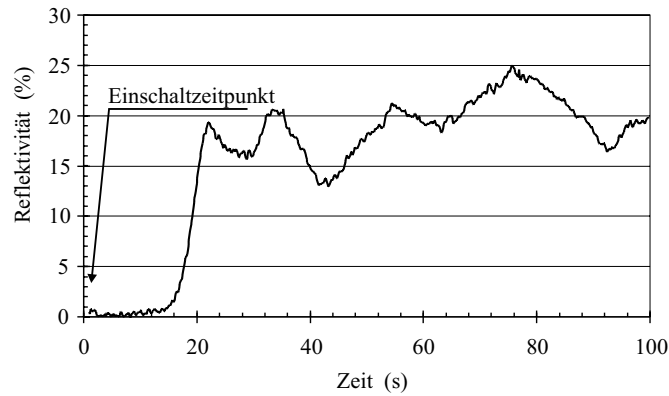


Abbildung 5.3: Zeitliche Entwicklung der Reflektivität im cw-Betrieb mit den typischen Schwankungen bei einem Einfallswinkel von 60° und P_{ein} von 6 mW

Abbildung 5.4 zeigt die Reflektivität des cat-Spiegels bei Beleuchtung mit dem He-Ne-Laser bei einer Leistung von 6 mW. Die eingetragenen Fehlerbalken sollen die beobachtete Schwankung in der Reflektivität verdeutlichen und geben die Standardabweichung während der Messung an. Eine signifikante Abhängigkeit der Reflektivität vom Einfallswinkel ist unterhalb von 70° nicht erkennbar, jedoch gibt es eine deutliche Abnahme der Reflektivität bei 80° .

Wie auch in der Literatur berichtet, war es im Impulsbetrieb nicht möglich, das Brechzahlgitter, das zur Phasenkongjugation führt, innerhalb eines Impulses in den Kristall einzuschreiben [12, 52, 96, 97]. Bei Impulsenergien in der Größenordnung 0,2 mJ wurden etwa 35 s benötigt, bis ein phasenkonjugiertes Signal beobachtet werden konn-

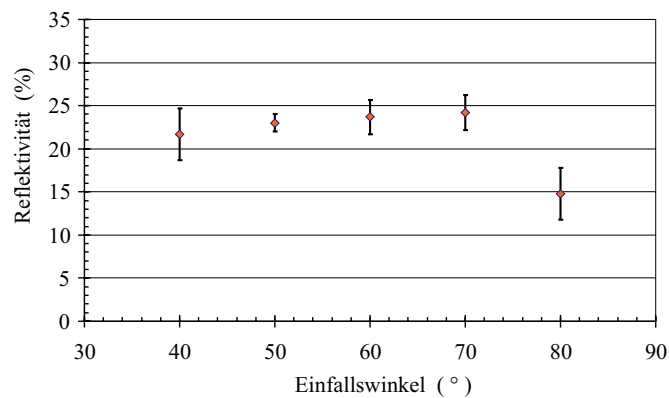


Abbildung 5.4: Reflektivität des SPPCM in Abhängigkeit vom Einfallswinkel im cw-Betrieb

te, nach ca. 60 s wurde ein Maximum der Reflektivität erreicht. Auch im Impulsbetrieb zeigten sich starke Schwankungen in der Reflektivität.

Die lange Einschreibzeit stellt für viele Anwendungen ein Problem dar, da oft auf Phasenänderungen von einem auf den nachfolgenden Schuß reagiert werden soll. Dennoch eröffnet der cat-Spiegel Anwendungsmöglichkeiten überall dort, wo keine Phasenänderungen auftreten, etwa bei der Bereitstellung der zweiten Pumpwelle zur Vierwellenmischung.

Die Abhängigkeit der Reflektivität des cat-Spiegels vom Einfallswinkel im Impulsbetrieb ist in Abbildung 5.5 dargestellt. Es wurde eine Impulsenergie von 0,18 mJ verwandt, dies entspricht bei einer Impulsdauer von 5 ns einer mittleren Leistung von 36 kW während des Impulses. Die erreichten Werte der Reflektivität unterscheiden sich nicht wesentlich von denen in den cw-Experimenten. Aus der Größe der Fehlerbalken ist jedoch ersichtlich, daß eine deutlich größere Schwankung in der Reflektivität auftrat. Auch zeigten sich Unterschiede bei einem Einfallswinkel von 40° und 80° . Während im cw-Bereich bei 40° mit 22% die gleiche Reflektivität erreicht wird wie bei größeren Einfallswinkeln, sinkt die Reflektivität bei den Impulsexperimenten auf 9% ab. Bei 80° Einfallswinkel hingegen wird im Impulsbereich mit 23% die gleiche Reflektivität erzielt wie bei niedrigeren Einfallswinkeln, während bei den cw-Experimenten ein Absinken der Reflektivität auf 15% beobachtet wurde.

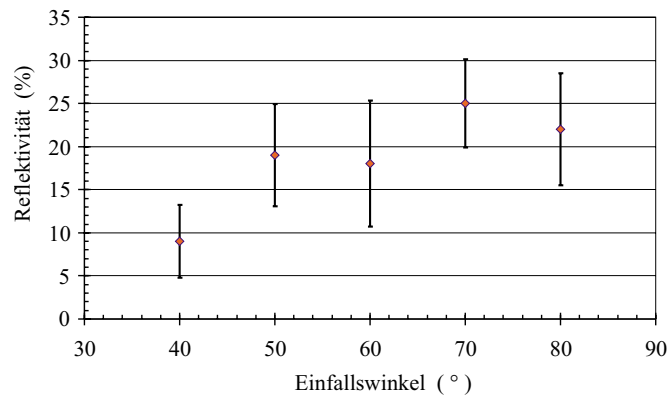


Abbildung 5.5: Reflektivität des SPPCM in Abhängigkeit vom Einfallswinkel im Impulsbetrieb

Aus den Messungen konnte ebenfalls die Breite des 'Eintrittsfensters' ermittelt werden. Mit Eintrittsfenster wird der Bereich der lateralen Eintrittsposition auf der Kristalloberfläche bezeichnet, innerhalb dessen die Reflektivität des cat-Spiegels größer als die Hälfte der maximalen Reflektivität des jeweiligen Einfallswinkel ist. Für die praktische Anwendung bedeutet ein großes Eintrittsfenster eine einfache Positionierbarkeit des Kristalls im Strahlengang. Abbildung 5.6 zeigt die Breite des Eintrittsfensters in Abhängigkeit vom Einfallswinkel für sowohl cw- als auch Impulsbetrieb. Aus der Darstellung geht deutlich hervor, daß das Eintrittsfenster im Impulsbetrieb deutlich breiter als im cw-Betrieb ist, oberhalb 60° sogar doppelt so breit. Dieses Verhalten läßt sich wie folgt interpretieren. Aufgrund der höheren Lichtintensitäten der Impulse ist auch die Intensität des Streulichtes größer. So kann sich auch aus den Teilen des Streulichtes, die im cw-Betrieb nicht hell genug wären (die angeregten Gitter zerfallen durch thermische Anregung schneller, als sie angeregt werden können), ein Loop herausbilden.

Die in diesem Abschnitt festgestellte größere Schwankung in der Reflektivität (Abbildung 5.4 und Abbildung 5.5) läßt sich durch zwei Gegebenheiten erklären. Zum einen gibt es aufgrund der höheren Intensität des Impulslaserlichtes innerhalb des Kristalls sehr viel helleres Streulicht, welches seinerseits zur Herausbildung eines Loops beitragen kann. So kommt es zu einer größeren Anzahl von Moden (vgl. Abschnitt 2.2.2) und damit zu einer größeren Modenkonkurrenz. Außerdem gibt es bei Experimenten im Impulsbetrieb ein weiteres Problem durch die Richtungs- und Wellenfrontstabilität

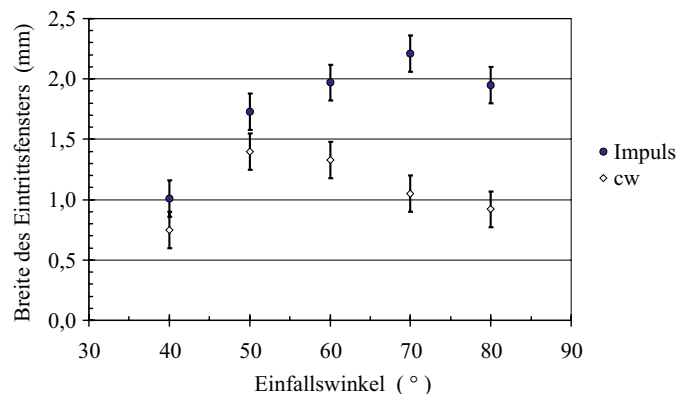


Abbildung 5.6: Breite des optimalen Eintrittsfensters in Abhängigkeit vom Einfallswinkel für cw- und Impulsbetrieb

des Lasers. Während im cw-Betrieb das sich im Kristall ausbildende Brechzahlgitter durch stabile Wellenfronten eingeschrieben wird und ein 'wellenfrontangepaßtes' Gitter in den FWM-Zonen entsteht, wird der Kristall im Impulsbetrieb von Schuß zu Schuß mit einem geringfügig veränderten Interferenzgitter konfrontiert. Da sich das Brechzahlgitter im Kristall nicht innerhalb eines Schusses auf das neue Interferenzgitter einstellen kann, kommt es zur Herausbildung eines gemittelten Gitters, dessen Beugungseffizienz für das einfallende Licht von Schuß zu Schuß - abhängig von der jeweiligen Größe der Abweichung in Richtung und Wellenfront - variiert. Neben der dadurch zu erwartenden Schwankung in der Schuß-zu-Schuß-Reflektivität ist auch eine Verringerung der Güte der Phasenkongjugation zu erwarten.

5.1.2 Energie- und Wellenlängenabhängigkeit

Um Erfahrungen mit dem cat-Spiegel im Impulsbetrieb zu gewinnen und in Anlehnung an [95], wurde die Abhängigkeit der Reflektivität von der einfallenden Impulsenergie untersucht. Dazu wurde eine Wellenlänge von 633 nm eingestellt und der Kristall unter 45° in den Strahlengang gebracht. Die Eintrittsposition wurde auf Basis der bisherigen Experimente optimiert. Die verwendeten Impulsenergien wurden von 0,1 mJ beginnend bis auf 2,5 mJ erhöht. Bei Berücksichtigung des verwendeten Bündelquerschnittes, der Fokussierung und der Fresnelverluste durch Reflexion an der Kristalloberfläche entsprechen diese Impulsenergien mittleren Intensitäten von 2 - 50 MW/cm² im Kristall. Abbildung 5.7 zeigt die gewonnenen Ergebnisse. Nachdem sich ein phasenkonjugiertes Signal aufgebaut hatte, wurde über einen Zeitraum von 200 s die Reflektivität beobachtet. Die eingetragenen Meßpunkte geben den Mittelwert der beobachteten Reflektivität an, die eingetragenen Fehlerbalken die ermittelte Standardabweichung. Die Pfeile ober- und unterhalb der Fehlerbalken markieren die maximale bzw. minimale beobachtete Reflektivität über diesen Zeitraum. Aus dem Diagramm ist ersichtlich, daß es zu einem deutlichen Einbruch der Reflektivität des cat-Spiegels oberhalb einer Impulsenergie von etwa 1 mJ (entspricht einer mittleren Intensität von 20 MW/cm²) kommt. Das Absinken der Reflektivität wird auch in der Literatur beschrieben, in einem nominell reinen BaTiO₃-Kristall fiel die Reflektivität bei 4 MW/cm² auf 0 ab [50, 95].

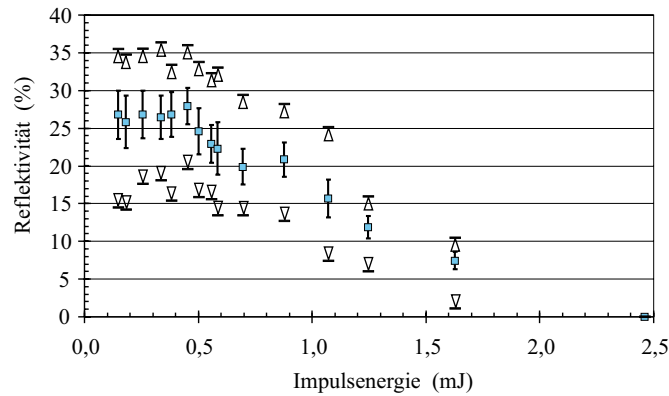


Abbildung 5.7: Abhängigkeit der Reflektivität von der Impulsenergie. Die Pfeilspitzen zeigen den maximalen bzw. minimalen Wert, der von der Reflektivität angenommen wurde

Ein weiterer Untersuchungsgegenstand war die Abhängigkeit der Reflektivität von der Wellenlänge. Bei einem fest eingestellten Einfallswinkel wurde die Wellenlänge von 475 nm bis 650 nm variiert. Diese Untersuchung wurde für drei verschiedene Einfallswinkel wiederholt, um Aussagen über eine Veränderung in der optimalen Einfallsgometrie bei einer Veränderung der Wellenlänge treffen zu können. Die Abbildungen 5.8 bis 5.10 auf Seite 64 zeigen die gewonnenen Ergebnisse. Aus den aufgenommenen Kurven kann man leicht erkennen, daß es für einen fest eingestellten Einfallswinkel eine optimale Wellenlänge gibt, bei der das Maximum der Reflektivität erreicht wird. Dieses Maximum verschiebt sich bei einer Verringerung des Einfallswinkels zu niedrigeren Wellenlängen. Weiterhin zeigt der benutzte Kristall bei niedrigeren Wellenlängen eine geringere Reflektivität.

5.1.3 Güte der SPPC im Impulsbetrieb

Nachdem im Abschnitt 5.1.1 gezeigt werden konnte, daß die Beleuchtung eines cat-Spiegels mit Laserimpulsen zu einem geringfügig anderen Verhalten des Systems führt, stellt sich die Frage, inwieweit die Beleuchtung mit Laserimpulsen Einfluß auf die Güte der Phasenkongjugation hat. Die möglichen Ursachen der in Abschnitt 5.1.2 beobachteten größeren Schwankung in der Reflektivität sollten auch zu einer Verschlechterung der Güte der Phasenkongjugation führen [101]. Da nur die interferometrische Methode

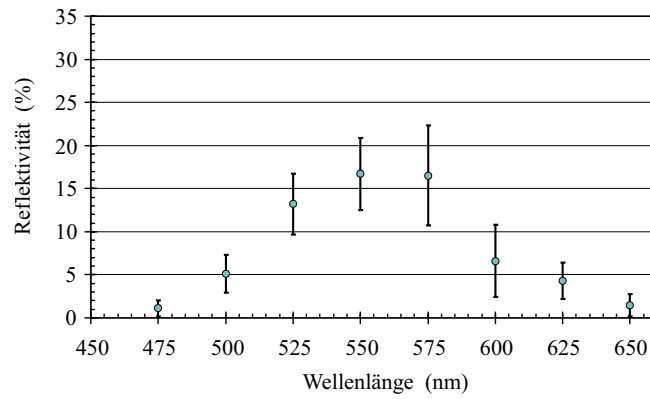


Abbildung 5.8: Abhängigkeit der Reflektivität von der Wellenlänge bei einem Einfallswinkel von 30°

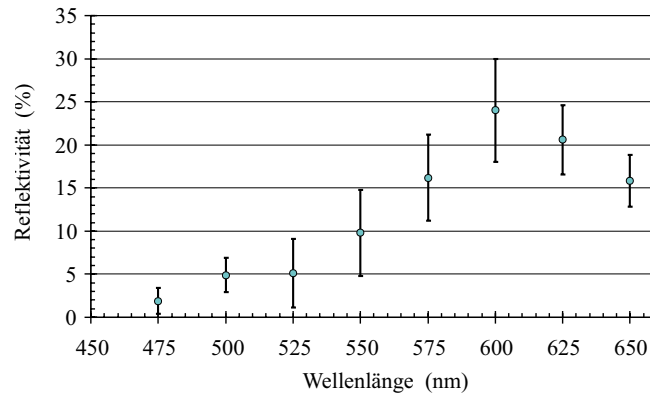


Abbildung 5.9: Abhängigkeit der Reflektivität von der Wellenlänge bei einem Einfallswinkel von 45°

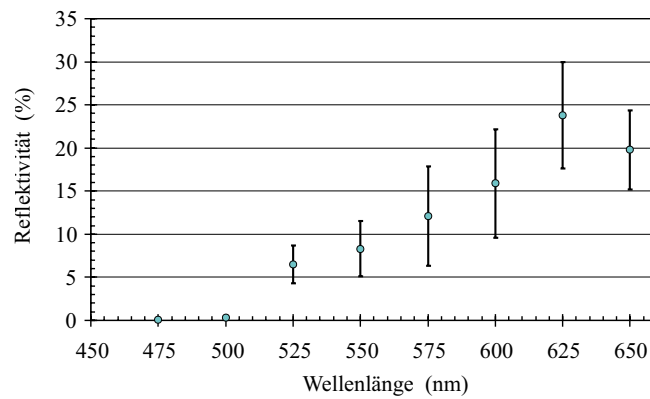


Abbildung 5.10: Abhängigkeit der Reflektivität von der Wellenlänge bei einem Einfallswinkel von 60°

(siehe Abschnitt 4.1) in der Lage ist, eventuell beim Prozeß der Phasenkongjugation hervorgerufene Veränderungen und Störungen in der Wellenfront zu detektieren, sollte diese zur Bestimmung der Güte benutzt werden.

Zu Vergleichszwecken soll zunächst die Güte der Phasenkongjugation im cw-Betrieb bestimmt werden. Der BaTiO₃-Kristall wurde unter einem Einfallswinkel von 40° positioniert, so konnte bei Verwendung des He-Ne-Lasers eine Reflektivität von durchschnittlich 19% erzielt werden. Nachdem die Reflektivität ihren Maximalwert erreichte, wurden die Interferogramme aufgenommen. Die berechneten Phasendifferenzen zwischen der einfallenden und phasenkongjugierten Wellenfront können Abbildung 5.11 entnommen werden. Der Schnitt zeigt deutlich, daß Phasendifferenzen in der Größe von maximal 0,5 rad auftreten. Dies entspricht Abweichungen von $\lambda/12$, was dem Auflösungslimit der interferometrischen Methode entspricht. Mit Hilfe von Gleichung 4.4 auf der Seite 41 ergibt sich eine Gütezahl $F_{if}=0.11*\pi$, was einem mittleren Fehler von $\lambda/18$ entspricht. Dieses Ergebnis stimmt mit den Aussagen in [89, 86, 94] überein.

Für die Untersuchungen im Impulsbetrieb wurde der Nd:YAG-Laser benutzt. Dieser lieferte ein nahezu gaußförmiges Intensitätsprofil, was den Einsatz des Fourierverfahrens zur Bestimmung der Phasendifferenzen ermöglichte. Versuche mit dem OPO-Lasersystem schlugen fehl, weil aufgrund des schlechten Strahlprofils das Fourierverfahren versagte.

Zunächst sollte abgeschätzt werden, welchen Betrag die auftretenden Wellenfrontabweichungen des Impulslasers von Schuß zu Schuß erreichen können. Dazu konnte

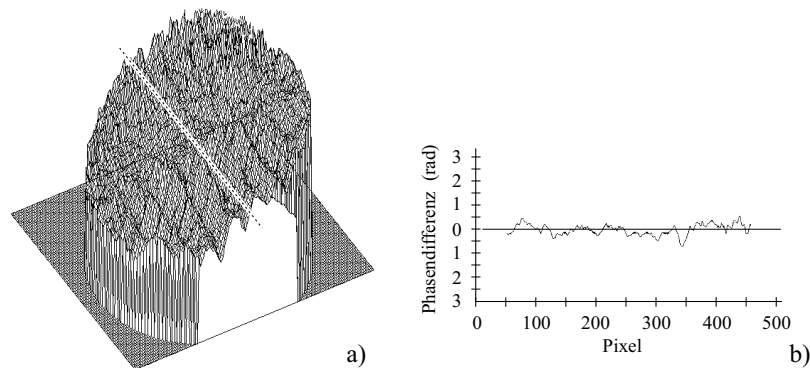


Abbildung 5.11: Typische Phasendifferenz $\delta_{PC}(x_i, y_k) - \delta_S(x_i, y_k)$ der SPCC im cw-Betrieb mit einem He-Ne-Laser; a) 3-D Darstellung, b) Schnittdarstellung

ebenfalls der Aufbau der interferometrischen Methode benutzt werden, jedoch wurden nur die Interferogramme mehrerer nacheinander einfallender Impulse aufgenommen. Die Phasendifferenz wurde nun nicht zwischen einfallenden und phasenkonjugierten, sondern zwischen zwei nacheinander einfallenden Bündeln berechnet. Die Gütezahl F_{if} gibt nun die mittlere Phasendifferenz von Schuß zu Schuß an. F_{if} wurde für mehrere einfallende Impulse bestimmt. Abbildung 5.12 zeigt eine typische berechnete Phasendifferenz. Die mittlere Phasendifferenz betrug meist weniger als $0,01 \cdot \pi$, was einer Wellenfrontabweichung von $\lambda/130$ entsprechen würde. Die auftretenden Phasendifferenzen sind also viel kleiner, als man sie mit der interferometrischen Methode auflösen könnte.

Zur Realisierung des cat-Spiegels im Impulsbetrieb wurde der Kristall unter einem Einfallswinkel von 30° in den Strahlengang gebracht. So konnte bei einer Impulsenergie von 0,8 mJ die gleiche Reflektivität wie bei den cw-Experimenten erzielt werden. Nachdem der Kristall mindestens 2 min beleuchtet wurde, um sicherzustellen, daß der Gitterbildungsprozeß sich nicht mehr im Anlaufstadium befindet, wurden bei Impulsenergien von 0,8 mJ (entspricht einer mittleren Intensität von 18 mW/cm^2) und 2,0 mJ (entspricht einer mittleren Intensität von 45 mW/cm^2) mehrere Interferogramme aufgenommen und daraus die Güte der Phasenkongjugation berechnet. Zwei typische Phasendifferenzen sind in Abbildung 5.13 und Abbildung 5.14 gezeigt. Die Ergebnisse bei beiden Impulsenergien sind miteinander vergleichbar, es gibt keine erkennbaren Unterschiede in der Güte der Phasenkongjugation bei unterschiedlichen Impulsenergi-

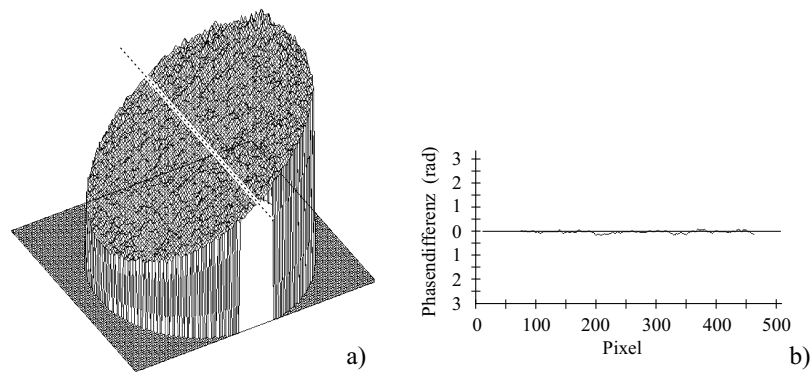


Abbildung 5.12: Typische Phasendifferenz $\delta_{PC}(x_i, y_k) - \delta_S(x_i, y_k)$ zweier aufeinanderfolgender Impulse des Nd:YAG-Lasers; a) 3-D Darstellung, b) Schnittdarstellung

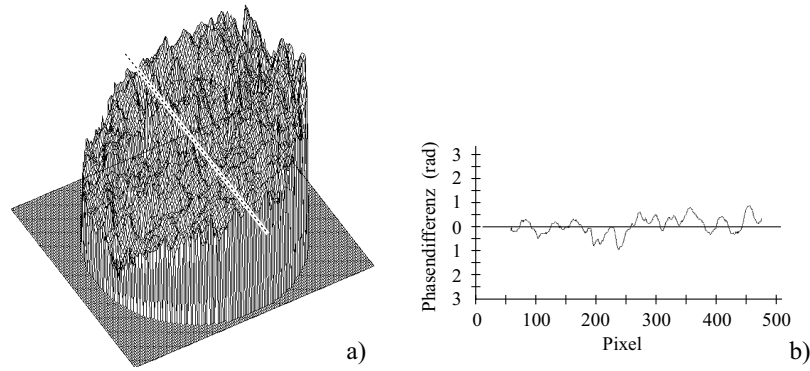


Abbildung 5.13: Typische Phasendifferenz $\delta_{PC}(x_i, y_k) - \delta_S(x_i, y_k)$ der SPPC bei einer Impulsenergie von 0,8 mJ; a) 3-D Darstellung, b) Schnittdarstellung

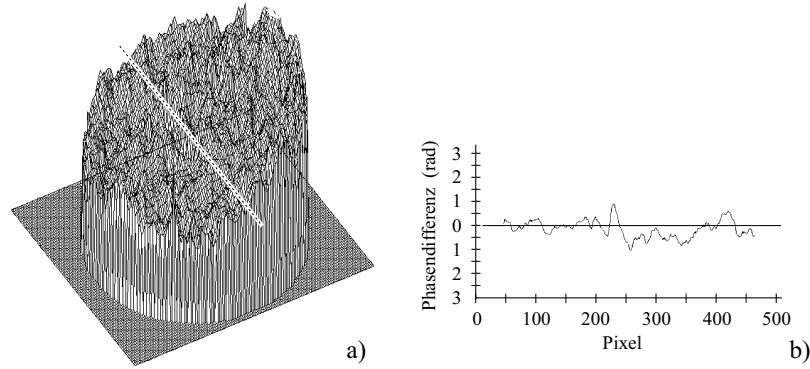


Abbildung 5.14: Typische Phasendifferenz $\delta_{PC}(x_i, y_k) - \delta_S(x_i, y_k)$ der SPPC bei einer Impulsenergie von 2,0 mJ; a) 3-D Darstellung, b) Schnittdarstellung

en. In den Schnittdarstellungen kann man Phasendifferenzen erkennen, die 1 rad erreichen, diese entsprechen Wellenfrontabweichungen von $\lambda/6$. Für die Gütezahl erhält man $F_{if}=0,13*\pi$, was einem mittleren Fehler in den Wellenfronten von $\lambda/16$ entspricht [101].

Wie auch bei der Reflektivität gab es bei der Güte von Schuß zu Schuß Schwankungen. Während die Reflektivität jedoch um teilweise mit bis zu 40% um ihren Mittelwert schwankte, beliefen sich die Schwankungen der Güte auf 10%.

Die selbstgepumpte Phasenkongjugation in BaTiO₃ stellt ein Verfahren dar, welches sich für viele Anwendungen eignet. Das phasenkonjugierte Signal weist im Gegensatz zur SBS keine Frequenzverschiebung auf und auch die Güte der Phasenkongjugation erreicht nahezu die Werte, die auch im cw-Bereich erzielt werden können. Allerdings stellt die lange Anlaufphase von mehreren Sekunden ein Problem für Anwendungen im

Impulsbereich dar, da man das phasenkonjugierte Signal nicht innerhalb eines Impulses erzeugen kann. Zur Bereitstellung einer Referenzwelle im Impulsbetrieb ist die SPPC mit BaTiO_3 dagegen sehr gut geeignet.

Die Erfahrung bei Experimenten mit anderen BaTiO_3 -Kristallen im cw-Bereich zeigt, daß es vom verwendeten BaTiO_3 -Kristall abhängt, ob eine Schwankung in der Reflektivität auftritt oder nicht. Da bei den hier beschriebenen Experimenten die Schwankung sowohl im cw- als auch im Impulsbetrieb auftrat, liegt die Vermutung nahe, daß es sich um eine Eigenschaft des verwendeten Kristalls handelt und bei Verwendung eines BaTiO_3 -Kristalls mit anderen Kristalldimensionen keine Reflektivitätsschwankung auftritt.

5.2 Selbstgepumpte Phasenkonjugation mit faserähnlichen Sillenitkristallen

Aufgrund der Tatsache, daß es auch in faserähnlichen Sillenitkristallen möglich ist, Beam-Fanning durch das Anlegen eines elektrischen Feldes zu realisieren, lassen sich auch mit diesen Kristallen selbstgepumpte phasenkonjugierende Spiegel verwirklichen. Das grundlegende Prinzip hierbei ist genau das gleiche wie auch beim BaTiO_3 -Kristall. Das Licht des Fannings überlagert sich aufgrund von Rückreflexionen mit dem einfallenden Lichtbündel und es kommt zur Herausbildung von FWM-Zentren (siehe Abschnitt 2.2.2). Die Rückreflexion läßt sich auf zwei verschiedene Weisen realisieren. Zum einen besteht die Möglichkeit, das Fanning außerhalb des Kristalls von einem externen konkaven Spiegel in den Kristall zurück zu lenken. Diese Art wird *extern selbstgepumpter PCM* genannt, soll aber in dieser Arbeit nicht weiter behandelt werden. Eine Untersuchung der Eigenschaften derartiger PCMs im cw-Betrieb findet sich in [58]. Aber auch die Realisierung eines selbstgepumpten Spiegels ohne externe Bauelemente ist möglich und soll nun ausführlicher beschrieben werden.

5.2.1 Realisierung der SPPC mit einem faserähnlichen Sillenitkristall

Der grundlegende Mechanismus, der bei der SPPC in faserähnlichen Sillenitkristallen ausgenutzt wird, ist der gleiche wie in BaTiO_3 -Kristallen. Das an den Kristalloberflächen reflektierte Fanning wird mit der einfallenden Signalwelle überlagert. Da aber aufgrund der langgestreckten Geometrie der faserähnlichen Kristalle der Einfallswinkel auf die Oberflächen zu klein ist, um die Totalreflexion ausnutzen zu können, ist man auf die Fresnelsche Reflexion angewiesen. Gemäß [87] beträgt diese bei einer Brechzahl von $n_0=2,5$ und einem Einfallswinkel nahe 0° etwa 18%.

Die praktische Realisierung eines PCMs mit einem faserähnlichen Sillenitkristall ist Abbildung 5.15 zu entnehmen. Es muß lediglich gewährleistet werden, daß die einfallende Signalwelle durch das an der Austrittsfläche des Kristalls reflektierte Fanning hindurchläuft. Der Winkel ζ bezeichnet dabei den Winkel zwischen dem reflektierten und einfallenden Signalbündel. Diese Art der Phasenkongjugation wurde bereits im cw-Bereich verwirklicht [39, 58]. Allerdings weist die Intensität der PC-Welle eine Ringstruktur auf [Abbildung 5.16 a)].

Die Realisierung eines PCMs im cw-Bereich sollte nun in den Impulsbereich übertragen werden. Aufbauend auf den Ergebnissen der Untersuchung des Fannings in Abschnitt 3.2.3 wurde zur Untersuchung der SPPC im Impulsbetrieb das OPO-Lasersystem verwendet. Der Strahldurchmesser wurde mit einer Blende auf 2 mm begrenzt. Erste Untersuchungen wurden bei einer Wellenlänge von 650 nm durchgeführt, um den Einfluß der in BTO auftretenden lichtinduzierten Absorption zu vermindern. Mit Hilfe eines in den Strahlengang des einfallenden Lichtbündels eingebrachten Strahlteilers wur-

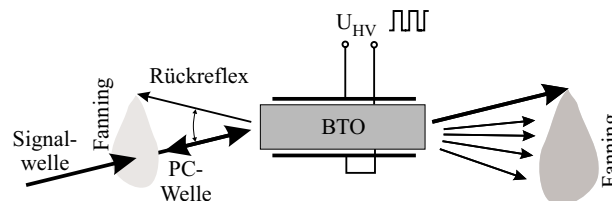


Abbildung 5.15: Prinzipieller Aufbau zur Realisierung eines SPPCM mit Hilfe eines faserähnlichen Sillenitkristalls

de sowohl die Impulsenergie des einfallenden als auch des reflektierten bzw. phasenkongjugierten Signals überprüft. Der zur Bestimmung der phasenkongjugierten Impulsenergie benutzte Detektorkopf konnte gegen eine CCD-Kamera ausgetauscht werden. Bereits bei den ersten Erfolgen der Realisierung des SPPCMs im Impulsbetrieb zeigte sich, daß die Intensitätsverteilung des phasenkongjugierten Signals keine so deutliche Ringstruktur wie im cw-Betrieb aufweist (Abbildung 5.16). Die Ursache für den Unterschied ist noch unklar, könnte aber in der schlechten Strahlqualität des OPO-Lasers begründet liegen. Ein Vergleich mit einem Impulslaser mit einer besseren Strahlqualität, wie z.B. dem Nd:YAG-Laser, scheiterte, da wegen der bei der Wellenlänge des Lasers auftretenden starken lichtinduzierten Absorption in BTO keine SPPC erzielt werden konnte.

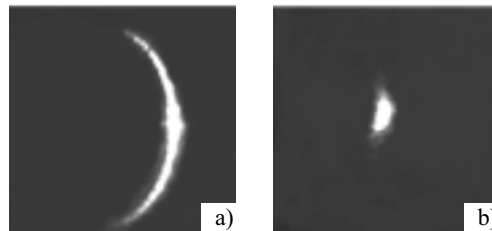


Abbildung 5.16: Typische Intensitätsverteilung des phasenkongjugierten Signals

a) im cw-Betrieb [mit freundlicher Genehmigung von Matthias Esselbach, FSU Jena], b) im Impulsbetrieb

5.2.2 Eigenschaften der SPPC im Impulsbetrieb

Nach der Erzielung eines phasenkongjugierten Signals sollte dieses nun genauer charakterisiert werden. Zunächst fiel auf, daß die Impulsenergie des phasenkongjugierten Signals nach Erreichen eines Maximalwertes wieder absank, um dann einen stationären Wert anzunehmen. Die zeitlichen Verläufe des PC-Signals in Abbildung 5.17 wurden mit folgenden Versuchsparametern aufgenommen:

Kristall	W_S (μJ)	λ (nm)	ζ (°)	U_{HV} (kV)	f_{HV} (Hz)
BTO	0,5 - 200	650	5	4	5

Die Wellenlänge wurde so gewählt, daß ein Einfluß der lichtinduzierten Absorption nahezu ausgeschlossen werden konnte. Dies wird durch die Messungen bestätigt, da unabhängig von der einfallenden Impulsenergie die Reflektivität stets auf weniger als 50%

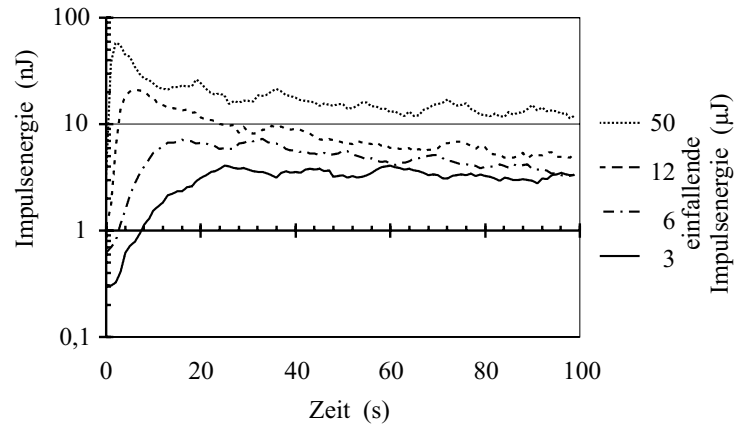


Abbildung 5.17: Zeitliche Entwicklung der Impulsenergie des phasenkonjugierten Signals in BTO bei unterschiedlichen einfallenden Impulsenergien nach dem Einschalten der Hochspannung zum Zeitpunkt $t = 0$

ihres Maximalwertes absank. Diese Aussage geht aus der Meßkurve bei $3 \mu\text{J}$ nicht hervor, da der Abfall der Reflektivität erst nach dem dargestellten Beobachtungszeitraum erfolgte. Durch die einfallende Impulsenergie wird die Zeitspanne beeinflusst, die zum Erreichen des stationären Wertes der Reflektivität benötigt wird. Auch die Bestimmung des Maximalwertes der Reflektivität der Anordnung bei unterschiedlichen einfallenden Impulsenergien spricht gegen einen Einfluß durch lichtinduzierte Absorption. Aus Abbildung 5.18 geht klar hervor, daß die maximal erreichte Reflektivität zwischen $0,2 \mu\text{J}$ und $200 \mu\text{J}$ keine Abhängigkeit von der einfallenden Impulsenergie aufweist.

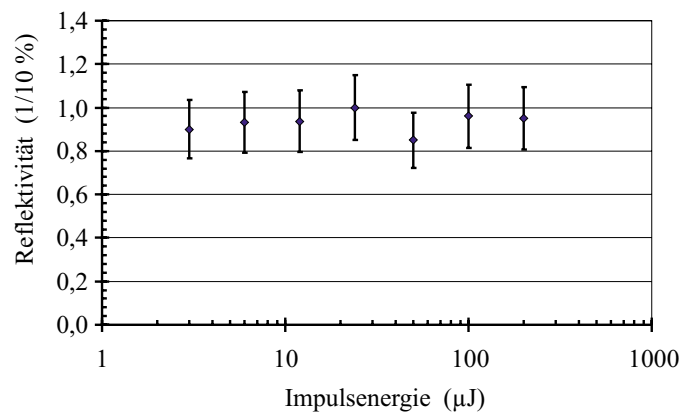


Abbildung 5.18: Abhängigkeit der Reflektivität der SPPC in BTO von der einfallenden Impulsenergie bei $\lambda=635 \text{ nm}$

Die Ursache für den Abfall der Reflektivität läßt sich mit Hilfe der gewonnenen Erfahrungen bei den Untersuchungen des Fannings in faserähnlichen Sillenitkristallen erklären (siehe Abschnitt 3.2.3). Dort wurde beobachtet, daß sich bis zur Herausbildung eines stationären Zustandes der Winkel ξ zwischen transmittierter Signalwelle und dem Fanning mit der größten Intensität kontinuierlich vergrößert. Dies legt die Vermutung nahe, daß die Reflektivität des SPPCMs eine Abhängigkeit von der momentanen Intensität des Fannings aufweist, welches im Winkel ζ abgestrahlt wird. Zu dem Zeitpunkt, wenn ξ gerade den Wert von ζ annimmt, erreicht die Reflektivität ihr Maximum.

Da ζ nur durch die Aufbaugeometrie bestimmt wird, läßt sich obige Vermutung leicht überprüfen. Hierzu muß nur der Einfallswinkel des einfallenden Lichtes auf den Kristall geändert werden. Die Versuchsbedingungen lauteten:

Kristall	W_S (μJ)	λ (nm)	ζ (°)	U_{HV} (kV)	f_{HV} (Hz)
BTO	5	650	2,5 - 10	3	5

Aus Abbildung 5.19 geht klar hervor, daß die Zeitspanne bis zum Erreichen des Maximums der Reflektivität mit steigendem Winkel ζ zunimmt. Das Verhalten entspricht damit der Vermutung.

Da die Intensität des Fannings in Richtung des Winkels ζ einen entscheidenden Einfluß auf die Reflektivität der Anordnung hat, lassen sich auch Voraussagen zum Verhalten bei unterschiedlichen Wellenlängen treffen. Bei der Untersuchung des Fannings wurde festgestellt, daß sich das Fanning bei kürzeren Wellenlängen um 575 nm

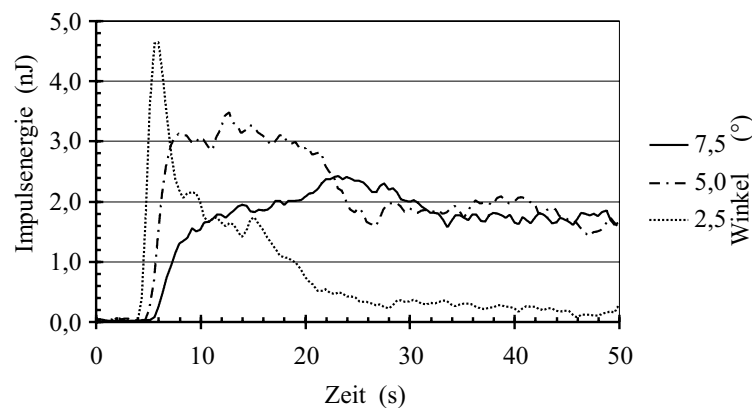


Abbildung 5.19: Evolution der Impulsenergie des phasenkonjugierten Signals unter verschiedenen Winkeln ζ des Rückreflexes zur einfallenden Signalwelle

deutlich schneller aufbaut als bei größeren Wellenlängen um 650 nm. Allerdings wird die Intensität des Fannings durch die lichtinduzierte Absorption insbesondere bei kleineren Wellenlängen reduziert. Deshalb wird bei kleineren Wellenlängen die Reflektivität eines SPPCMs geringer sein als bei größeren Wellenlängen. Die Zeitspanne bis zur Herausbildung eines phasenkonjugierten Signals vom Zeitpunkt des Einschaltens der Hochspannung dagegen wird kleiner sein.

Diese These wird durch die Messung bestätigt. In Abbildung 5.20 ist die Reflektivität und die Anstiegszeit des phasenkonjugierten Signals in Abhängigkeit von der Wellenlänge gezeigt. Die Anstiegszeit beschreibt dabei die Zeitspanne vom Einschalten der Hochspannung bis zum Erreichen des Maximums der Reflektivität. Die aufgezeigte Reflektivität markiert den erreichten Maximalwert. Außer der Wellenlänge wurden die Versuchsparameter während der Messungen nicht verändert:

Kristall	W_S (μJ)	λ (nm)	ζ (°)	U_{HV} (kV)	f_{HV} (Hz)
BTO	20	570 - 650	5	3	5

Die obigen Untersuchungen verdeutlichen, daß faserähnliche BTO-Kristalle im Impulsbetrieb zur Realisierung eines phasenkonjugierten Signals eingesetzt werden können. Allerdings wird durch die lichtinduzierte Absorption die Reflektivität einer solchen Anordnung vermindert. Durch die im Impulsbetrieb vorherrschenden höheren Lichtintensitäten wirkt die lichtinduzierte Absorption stärker als bei Experimenten im cw-Betrieb. Beim Einsatz der Kristalle oberhalb 630 nm konnte dagegen bei den verwendeten Im-

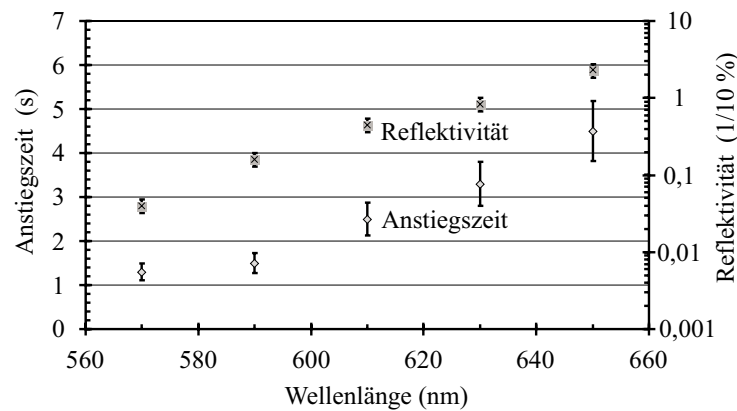


Abbildung 5.20: Abhängigkeit der Reflektivität und der Anstiegszeit von der Wellenlänge

pulsenergien keine lichtinduzierte Absorption beobachtet werden, auch wurde hier die größte Reflektivität der Anordnung erzielt.

Eine Untersuchung der Güte der Phasenkongjugation konnte aufgrund der schlechten Strahlqualität des OPO-Lasersystems nicht durchgeführt werden. Aufgrund der hohen lichtinduzierten Absorption in BTO bei einer Wellenlänge von 532 nm entfiel die Möglichkeit der Verwendung des Nd:YAG-Lasersystems trotz der besseren Strahlqualität.

Kapitel 6

Vierwellenmischung in BSO ohne äußeres elektrisches Feld

In Kapitel 5 wurde die selbstgepumpte Phasenkonjugation genauer betrachtet. Obwohl diese Art der Phasenkonjugation relativ einfach zu realisieren ist, gibt es einen großen Nachteil, der viele Arten der Anwendung einschränkt. Unabhängig vom eingesetzten photorefraktiven Kristall benötigt die selbstgepumpte Phasenkonjugation sowohl im cw- als auch im Impulsbetrieb eine Anlaufphase, die sich über einen Zeitraum von mehreren Sekunden [58] bis hin zu mehreren Minuten [95, 102] erstrecken kann. Mit der SPPC ist es im Impulsbetrieb deshalb nicht möglich, ein phasenkonjugiertes Signal innerhalb eines Impulses zu erhalten. Lediglich die SBS wäre dazu in der Lage [85], jedoch ist die Anwendbarkeit der SBS aufgrund der auftretenden Frequenzverschiebung des reflektierten Signals [85, 93] in ihrer Anwendung stark eingeschränkt. Die Vierwellenmischung verspricht hier Abhilfe.

6.1 Möglichkeiten der Realisierung der FWM im Impulsbetrieb

Sillenite besitzen gegenüber BaTiO₃-Kristallen den großen Vorteil, daß auch ohne ein äußeres angelegtes elektrisches Feld schon innerhalb weniger Nanosekunden Gitter in den Kristall eingeschrieben werden können [46, 66, 103]. Dies eröffnet die Möglichkeit

zur Realisierung eines phasenkonjugierenden Spiegels, der in der Lage ist, bereits innerhalb eines ns-Impulses ein phasenkonjugiertes Signal zu liefern, z.B. mit Hilfe eines FWM-Aufbaus (Abbildung 6.1). Dabei wird durch die Überlagerung der einfallenden Signalwelle mit einer Pumpwelle 1 in einem photorefraktiven Kristall ein Brechzahlgitter erzeugt, an welchem simultan eine Pumpwelle 2 gebeugt werden kann. Ist Pumpwelle 2 phasenkonjugiert zur Pumpwelle 1, entspricht die gebeugte Welle der phasenkonjugierten Signalwelle.

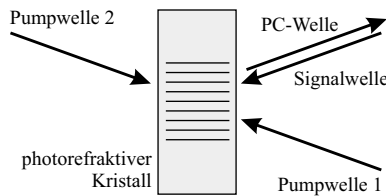


Abbildung 6.1: Grundlegende Realisierung der Vierwellenmischung

6.1.1 FWM ohne phasenkonjugierte Pumpwelle

Die grundlegende Anforderung an die beiden Pumpwellen zur Erzielung eines phasenkonjugierten Signals lautet, daß sie zueinander phasenkonjugiert sein müssen [3, 28]. Diese Vorgabe ist in der Praxis, insbesondere bei Verwendung von Impulslasern, nur schwer zu realisieren. Wird Pumpwelle 1 als eine ebene Welle vorgegeben, so muß Pumpwelle 2 ebenfalls eine ebene Welle sein, die nur in ihrer Ausbreitungsrichtung antiparallel zur Pumpwelle 1 liegt. Diese Tatsache läßt sich bei der Realisierung der FWM nutzen. Eine (räumlich begrenzte) ebene Pumpwelle 1 durchläuft den Kristall und wird an einem ebenen Spiegel reflektiert. Der Spiegel muß so justiert sein, daß die Pumpwelle in sich zurückläuft (Abbildung 6.2). Allerdings bringt diese Anordnung Probleme mit sich, die in der Praxis kaum zu umgehen sind. Es ist schwierig und sehr aufwendig, eine hinreichend ebene Pumpwelle 1 zu generieren. Weiterhin wird die Pumpwelle 1 bedingt durch die optische Beschaffenheit der Kristalle nach der Transmission durch den Kristall Abweichungen von einer ebenen Welle aufweisen, die durch den Spiegel nicht ausgeglichen werden. Dies ist in Abbildung 6.2 andeutungsweise dargestellt. Die Abweichungen der Pumpwellen zueinander haben Auswirkungen sowohl auf die Reflektivität als auch

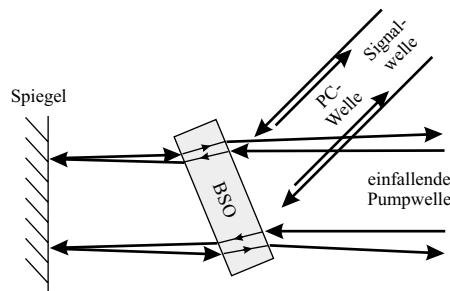


Abbildung 6.2: Einfache Anordnung zur Realisierung der FWM. Die zweite Pumpwelle wird mit Hilfe eines Spiegels realisiert

auf die Güte der Phasenkonjugation, abhängig von den optischen Eigenschaften des jeweils verwendeten Kristalls.

Eine leicht abgewandelte Variante wäre, die Pumpwelle 2 mit Hilfe eines Strahlteilers im Strahlengang der Pumpwelle 1 und nachfolgenden Spiegeln zu realisieren. Der Mehraufwand an Bauelementen und Justage ändert jedoch nichts an der Tatsache, daß die Pumpwellen zueinander nicht phasenkonjugiert sind.

6.1.2 FWM mit zueinander phasenkonjugierten Pumpwellen

Eine weitere Möglichkeit der Bereitstellung der Pumpwellen besteht darin, eine zweite Pumpwelle durch einen selbstgepumpten phasenkonjugierenden Prozeß aus einer einfallenden Pumpwelle zu gewinnen. Zusätzliche Anforderungen bezüglich der Form der Wellenfronten bestehen nicht, auch können auf diese Weise Störungen durch die optische Beschaffenheit des Kristalls ausgeglichen werden [2, 3, 89].

Im cw-Bereich wird oft die SPPC mit Hilfe eines BaTiO_3 -Kristalls zur Realisierung der zweiten Pumpwelle eingesetzt [3, 24, 104]. Im Impuls-Betrieb steht neben dieser eine weitere Möglichkeit zur Verfügung: die SBS. Abbildung 6.3 zeigt einen Aufbau, der auch in den Experimenten zu dieser Arbeit verwendet wurde. Ein großer Vorteil in dieser Anordnung liegt in der Einfachheit. Allerdings gibt es entscheidende Nachteile: Einerseits weist die durch die SBS phasenkonjugierte Pumpwelle eine Frequenzverschiebung von 3 GHz auf [93], weiterhin treten Fluktuationen in der Güte der Phasenkonjugation auf (Abschnitt 4.3). Beide Eigenschaften der SBS werden sich in der Reflektivität und der Güte der Phasenkonjugation der FWM-Anordnung niederschlagen.

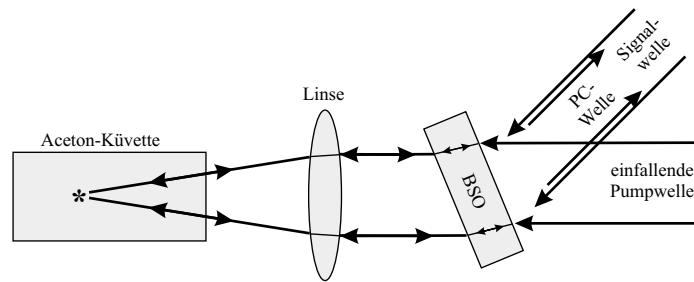


Abbildung 6.3: FWM-Anordnung. Die zweite Pumpwelle wird mit Hilfe der SBS in einer Aceton-Küvette erzeugt

Der in Abbildung 6.4 dargestellte Aufbau besitzt diese Nachteile nicht. Hier wurde - wie auch bei den cw-Experimenten - zur Generierung der zweiten Pumpwelle die SPPC mit Hilfe eines BaTiO_3 -Kristalls genutzt. Die in den Strahlengang eingebrachte zusätzliche $\lambda/2$ -Platte ist notwendig, um einerseits den verschiedenen Anforderungen von BaTiO_3 und dem verwendeten BSO-Kristall an die Polarisation des einfallenden Lichtes gerecht zu werden [58, 63] und zusätzlich die durch die optische Aktivität des Sillenit-Kristalls eingebrachte Drehung der Polarisation der transmittierten Pumpwelle auszugleichen [2]. Auch das langsame Anlaufverhalten der SPPC in BaTiO_3 spielt für die Anwendung keine Rolle, da es in der Pumpwelle, abgesehen von den durch den Laser verursachten Fluktuationen, von Schuß zu Schuß keine Veränderung in der Wellenfront gibt, auf die der BaTiO_3 -Kristall reagieren müßte. Ist die SPPC erst einmal angelaufen, kann mit Hilfe des Sillenitkristalls in der FWM-Anordnung ein PC-Signal innerhalb eines ns-Impulses realisiert werden.

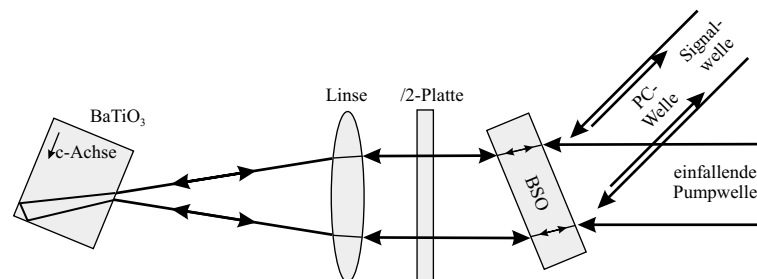


Abbildung 6.4: Bereitstellung der zweiten Pumpwelle der FWM-Anordnung durch die selbstgepumpte Phasenkongjugation in BaTiO_3

6.2 Güte der Phasenkongjugation der FWM

Die Güte der in Abschnitt 6.1 angesprochenen Möglichkeiten der Realisierung der FWM im Impulsbetrieb wurde mit der im Abschnitt 4.1 beschriebenen IFM bestimmt. Aus den gewonnenen Ergebnissen sollen Aussagen über die Anwendungsmöglichkeiten gewonnen werden.

Die Experimente wurden mit dem zur Verfügung stehenden BSO-Kristall durchgeführt (siehe Abschnitt 3.2). Da die Untersuchung der Güte der Phasenkongjugation, nicht aber die Reflektivität, im Vordergrund der Untersuchung standen, wurde bei der Auswahl des Kristalls auf die Optimierung der Reflektivität gemäß [63] verzichtet. Die mit dem Kristall erzielten Reflektivitäten von 0,1% reichten für die Gütebestimmung aus.

Bei allen im weiteren Verlauf aufgeführten Experimenten wurde der Nd:YAG-Laser verwendet, da die schlechte und bei Raumtemperatur wechselnde Qualität des Strahlprofils des OPO-Lasersystem eine Auswertung der mit der IFM aufgenommenen Interferogramme mittels Fourieranalyse unmöglich macht. Damit ist die Gütebestimmung im Impulsbetrieb auf eine Wellenlänge von 532 nm festgelegt, was wiederum die Verwendung von BTO-Kristallen verhindert. Die Erfahrung und erste Experimente zeigten, daß BTO bei 532 nm einen starken photochromen Effekt aufweist und deshalb bereits nach einem Schuß durch die extrem hohen Lichtintensitäten des Impulslasers sehr stark eindunkelte, d.h. seine Absorption vergrößerte (vgl. Abschnitt 3.2). Wegen der damit verbundenen Gefahr der Zerstörung des Kristalls wurde von weiteren Experimenten abgesehen. BSO dagegen zeigt bei 532 nm keine Eindunklung.

cw-Betrieb

In [89] wurde bereits die Güte der Phasenkongjugation bei einer FWM-Anordnung im cw-Betrieb bestimmt (Abbildung 6.5). Die Ergebnisse sollen hier kurz für spätere Vergleichszwecke vorgestellt werden.

Die Arbeiten erfolgten unter Einsatz eines He-Ne-Lasers und eines BTO-Kristalls. Die zweite Pumpwelle wurde durch einen BaTiO₃-Kristall realisiert, der als cat-Spiegel eingesetzt wurde. Bei den Untersuchungen wurde gezeigt, daß die Güte der Phasenkon-

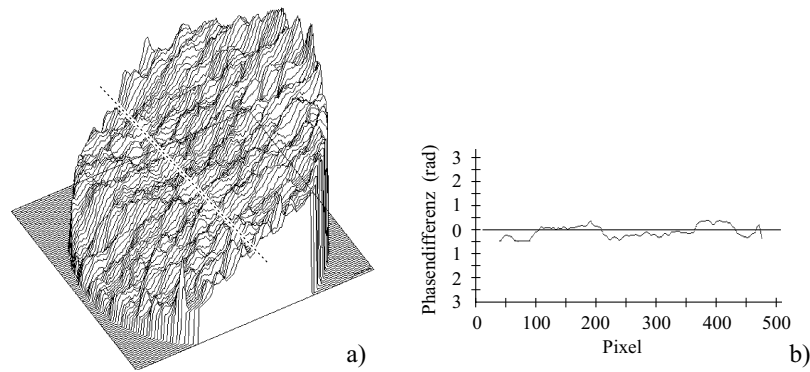


Abbildung 6.5: Typische Phasendifferenz $\delta_{PC}(x_i, y_k) - \delta_S(x_i, y_k)$ der FWM in BTO im cw-Betrieb; a) 3-D Darstellung, b) Schnittdarstellung

jugation sehr hoch ist. Die Gütezahl F_{if} wurde gemäß Gleichung 4.4 auf Seite 41 zu $0,09 \cdot \pi$ bestimmt, dies entspricht einem durchschnittlichen Fehler von $\lambda/20$ zwischen der einfallenden und phasenkonjugierten Wellenfront. Einzelne Phasenabweichungen betragen bis zu 0,5 rad, dies entspricht bei der verwendeten Wellenlänge von 633 nm einem Fehler von weniger als $\lambda/10$, was unterhalb der Auflösungsmöglichkeit des interferometrischen Verfahrens liegt (Abschnitt 4.1.2). Damit eröffnet die FWM in der verwendeten Konfiguration die Möglichkeit des Gebrauchs in Anwendungen, die eine Wellenfrontgenauigkeit von $\lambda/10$ fordern. Diese Untersuchung zeigt die maximal erreichbare Güte der Phasenkonjugation mit Hilfe einer FWM-Anordnung.

6.2.1 Güte der FWM mit Spiegel

Für die Experimente im Impulsbetrieb wurde ein Aufbau realisiert, der dem in Abbildung 6.2 auf Seite 77 entspricht. Zwischen Signal- und einfallender Pumpwelle wurde ein Winkel von 45° eingestellt, der Spiegel befand sich in einem Abstand von 10 cm vom Kristall. Die Pump- und Signalwelle wurden mit Hilfe eines Strahlteilers aus dem vom Nd:YAG-Laser emitierten Impuls erzeugt. Der Kristall wurde in der sogenannten transversalen Geometrie betrieben, d.h. der Gittervektor des durch Signal- und einfallender Pumpwelle entstehenden Interferenzgitters steht senkrecht auf der [001]-Ebene des Kristalls [105]. Die einfallenden Wellen waren s-polarisiert, um bei dem verwendeten Kristall eine möglichst hohe Reflektivität zu erhalten. Um störende Reflexionen innerhalb des Aufbaus zu verhindern, wurde der Kristall etwas schräg in den Strahlengang

eingbracht, d.h. die Flächennormale der Eintrittsfläche wies einen Winkel von wenigen Grad gegenüber der Winkelhalbierenden zwischen Signal- und Pumpwellen auf.

Bei einer Impulsenergie der Signalwelle von 0,16 mJ und der einfallenden Pumpwelle von 0,35 mJ konnte bereits nach weniger als einer Sekunde Beobachtungszeit ein phasenkonjugiertes Signal registriert werden, d.h. es wurden weniger als 10 Impulse benötigt. Die Reflektivität, die sich dann im stationären Zustand einstellte, betrug nur etwa 0,1%. Durch eine Optimierung der Dicke des Kristalls bei gleichzeitiger Anpassung der Polarisation und des Einfallswinkels der einfallenden Wellen gemäß [63] könnte die Reflektivität der Anordnung noch deutlich erhöht werden. Jedoch stand bei den Experimenten nicht die Optimierung der Reflektivität sondern die Untersuchung der Güte im Vordergrund, um aufzuzeigen, inwieweit sich derartige Anordnungen prinzipiell einsetzen lassen.

Zur Erzielung eines phasenkonjugierten Signals innerhalb eines Impulses mußte die Impulsenergie der Signalwelle auf 0,6 mJ und der einfallenden Pumpwelle auf 1,3 mJ erhöht werden. In den Strahlengang der Signalwelle wurde nun ein Shutter eingebracht, der dafür sorgte, daß nur ein Impuls der Signalwelle den BSO-Kristall beleuchtet. Um zu gewährleisten, daß die am Spiegel reflektierte Pumpwelle nicht ein schon vorher im Kristall existierendes Gitter ausliest, wurde der Kristall über einen Zeitraum von mehreren Minuten nur durch die Pumpwelle beleuchtet und jeweils vor der Aufnahme etwas gedreht, so daß sich der Einfallswinkel der Pumpwellen veränderte. Ein eventuell vorhandenes Gitter kann dann aufgrund der Dicke der Gitter und der damit verbundenen *Bragg-Bedingung* [28, 87] nicht mehr ausgelesen werden. Somit muß das eventuell auf der CCD-Kamera 1 (siehe Abbildung 4.1 auf Seite 39) registrierte phasenkonjugierte Signal innerhalb eines Impulses generiert worden sein.

Mit Hilfe der interferometrischen Methode wurde daraufhin die Güte der FWM im Einzelschußbetrieb mehrere Male bestimmt. Abbildung 6.6 zeigt ein typisches Ergebnis. In der Schnittdarstellung sind Phasenfehler zwischen einfallender und reflektierter Wellenfront von bis zu 2 rad zu erkennen, welche einem Fehler von $\lambda/3$ entsprechen. Die Bestimmung der Gütezahl F_{if} gemäß Gleichung 4.4 ergab einen Wert von $0,41 \cdot \pi$, dies entspricht einem durchschnittlichen Fehler der Wellenfront des phasenkonjugierten Signals von $\lambda/5$.

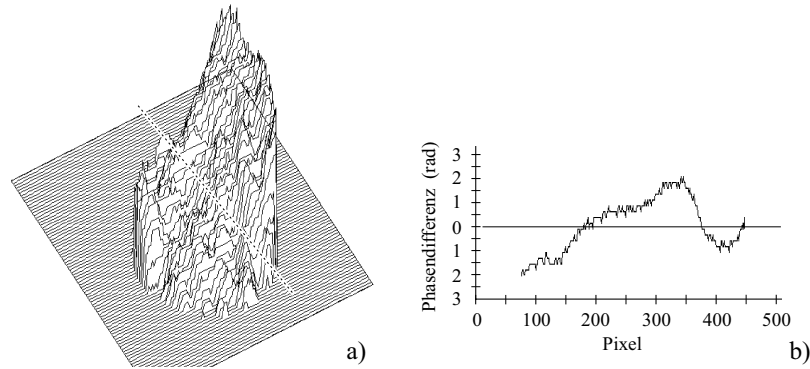


Abbildung 6.6: Typische Phasendifferenz $\delta_{PC}(x_i, y_k) - \delta_S(x_i, y_k)$ der FWM im Impulsbetrieb. Die zweite Pumpwelle wurde mit einem dielektrischen Spiegel realisiert; a) 3-D Darstellung, b) Schnittdarstellung

6.2.2 FWM mit SBS

Im weiteren Verlauf der Arbeit wurde dann die Güte der FWM bestimmt, wenn zur Generierung der zweiten Pumpwelle SBS eingesetzt wird. Der Vorteil einer solchen Anordnung liegt darin, daß Störungen in der Wellenfront der Pumpwelle, die durch die optischen Transmissionseigenschaften des BSO-Kristalls hervorgerufen werden, durch den phasenkonjugierenden Prozeß der SBS ausgeglichen werden können. Dies sollte sich in einer Verbesserung der Güte der FWM bemerkbar machen. Da allerdings das phasenkonjugierte Signal der FWM durch das Auslesen des von Signal- und einfallender Pumpwelle geschriebenen Gitters durch eine durch SBS frequenzverschobene Pumpwelle erzeugt wird, tritt auch in der PC-Welle eine Frequenzverschiebung auf. Ziel der Untersuchung war es herauszufinden, ob eine Verbesserung der Güte der FWM durch den Einsatz eines phasenkonjugierenden Spiegels zur Generierung der zweiten Pumpwelle zu erzielen ist.

Im Gegensatz zur Verwendung eines dielektrischen Spiegels benötigt die SBS eine Mindest-Impulsenergie, um eine zweite Pumpwelle zu generieren. Die Schwelle der SBS liegt, wie in Abschnitt 4.3 gezeigt, bei einer Energie des einfallenden Impulses von 0,8 mJ. In den FWM-Experimenten wurde deshalb eine Impulsenergie der einfallenden Pumpwelle von 4,0 mJ gewählt. So lag die Impulsenergie auch nach Verlusten durch Absorption und durch Fresnelsche Reflexionen an den Kristalloberflächen immer noch deutlich über der Schwelle der SBS. Auch die Güte der SBS ist in diesem Bereich der

Impulsenergie besonders hoch und weist gleichzeitig geringere Schwankungen von Schuß zu Schuß auf als bei höheren Impulsenergien (siehe Abbildung 4.13 auf Seite 51). Die Impulsenergie der einfallenden Signalwelle betrug 0,8 mJ.

Die Versuchsdurchführung glich der in Abschnitt 6.2.1 beschriebenen. Bei der Reflektivität konnte zu der Anordnung mit Spiegel kein Unterschied festgestellt werden, obwohl die Reflektivität der SBS mit ca. 64% (siehe Abschnitt 4.3) deutlich geringer ist als die des Spiegels, die vom Hersteller mit 99% angegeben war. Die Ursache für die gleiche Reflektivität der FWM dürfte darin begründet liegen, daß die durch die Dicke des Brechzahlgitters innerhalb des Kristalls determinierte Bragg-Bedingung bei der Anordnung mit Spiegel von den gestörten Teilen der Wellenfront der auslesenden Pumpwelle nicht mehr erfüllt wird. Dies führt zu einer Reduzierung der Reflektivität. Beim Einsatz der SBS hingegen wird die Bragg-Bedingung durch den phasenkonjugierenden Prozess besser erfüllt, die Reduzierung der Reflektivität der FWM beruht in diesem Fall auf der niedrigeren Reflektivität der SBS.

Abbildung 6.7 zeigt eine der Auswertungen der Wellenfrontdifferenzen zwischen PC- und Signalwelle aus mehreren Einzelschußexperimenten. Die Abweichungen der Wellenfronten zueinander sind deutlich niedriger als bei der Verwendung eines Spiegels. Dies äußert sich auch bei der berechneten Gütezahl, die mit einem Wert von $F_{if}=0,21*\pi$ deutlich kleiner ist. Die Wellenfronten weisen damit eine mittlere Abweichung voneinander in der Größenordnung von $\lambda/7$ auf.

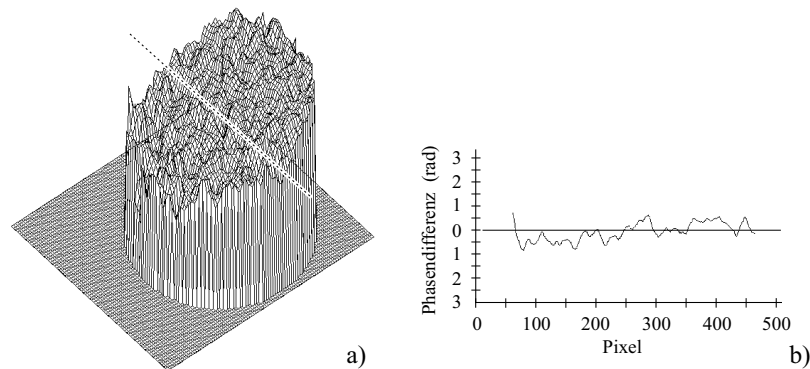


Abbildung 6.7: Typische Phasendifferenz $\delta_{PC}(x_i, y_k) - \delta_S(x_i, y_k)$ der FWM im Impulsbetrieb. Die zweite Pumpwelle wurde durch SBS realisiert; a) 3-D Darstellung, b) Schnittdarstellung

Die Verbesserung der Güte der Phasenkonjugation gegenüber dem Einsatz eines Spiegels zur Generierung der zweiten Pumpwelle wird leider durch einen entscheidenden Nachteil der beschriebenen Anordnung begleitet. Durch die SBS ist die das Gitter auslesende Pumpwelle um 3 GHz frequenzverschoben. Damit ist auch das mit der FWM erzeugte phasenkonjugierte Signal um 3 GHz frequenzverschoben, wodurch die Art der Anwendung dieser Anordnung eingeschränkt ist. Da die Güte der reinen SBS ohne vorgeschaltete FWM besser (siehe Abschnitt 4.3) und der Aufwand zur Realisierung niedriger ist, verliert diese Art der FWM an Bedeutung.

6.2.3 Anordnung mit SPPC

Neben der Generierung einer zweiten Pumpwelle zur FWM mit Hilfe eines Spiegels oder der SBS gibt es noch die Möglichkeit des Einsatzes eines selbstgepumpten phasenkonjugierenden Spiegels in BaTiO_3 . Eine solche Anordnung umgeht die beschriebenen Probleme. Zum einen wird eine zur einfallenden Pumpwelle phasenkonjugierte zweite Pumpwelle erzeugt, so daß, im Gegensatz zu Anordnungen mit Spiegeln, die durch die optischen Eigenschaften des Sillenitkristalls in die Wellenfronten eingebrachten Störungen in den Pumpwellenfronten wieder ausgeglichen werden können. Weiterhin weist die SPPC keine Frequenzverschiebung auf, weshalb durch die FWM - anders als bei einer Anordnung mit SBS - ein PC-Signal gleicher Frequenz erzeugt wird. Durch die FWM-Anordnung kann außerdem ein PC-Signal innerhalb eines Impulses generiert werden, während die reine selbstgepumpte Phasenkonjugation in BaTiO_3 eine Anlaufphase von mehreren Sekunden benötigt.

Wie auch in den vorhergehenden Abschnitten sollte nun die Güte der Phasenkonjugation beim ersten Schuß untersucht werden. Im Gegensatz zu den bisherigen Anordnungen mußte zunächst die Pumpwelle eingeschaltet werden, damit sich im BaTiO_3 -Kristall ein phasenkonjugiertes Signal ausbilden konnte, welches das (noch zu schreibende) Brechzahlgitter im BSO-Kristall ausliest.

Es wurde eine Impulsenergie der einfallenden Pumpwelle von 2 mJ gewählt. Die Impulsenergie der Signalwelle betrug 0,5 mJ. Nach dem Einschalten der Pumpwelle bei gleichzeitig durch einen Shutter ausgeschalteter Signalwelle konnte nach einem Zeit-

raum von 50 Sekunden eine durch den SPPCM erzeugte phasenkonjugierte Pumpwelle beobachtet werden. Die Reflektivität betrug etwa 10%, war aber, wie schon in Kapitel 5 beschrieben, starken Schwankungen unterworfen. Nun wurde der Shutter für einen einzelnen Signalwellenimpuls geöffnet. Auch diesmal konnte innerhalb des ersten Impulses ein phasenkonjugiertes Signal nachgewiesen werden. Allerdings betrug die Reflektivität nur ca. 0,02%. Die geringe Reflektivität der FWM-Anordnung ist in erster Linie auf die durch die geringe Reflektivität des SPPCM verminderte Intensität der auslesenden Pumpwelle zurückzuführen. Eine Steigerung wäre möglich durch die Verwendung eines anderen BaTiO₃-Kristalls mit einer größeren Reflektivität und durch die Optimierung der Kristallgeometrie des BSO-Kristalls gemäß [63].

Auch bei dieser Anordnung wurden mehrere Interferogramme mit der im Abschnitt 6.2.1 beschriebenen Vorgehensweise aufgenommen. Die Bestimmung der Gütezahlen ergab einen Wert F_{if} von $0,13 \cdot \pi$ für jede der Aufnahmen. In Abbildung 6.8 sind die dazugehörigen Abweichungen der Wellenfronten von PC- und Signalwelle einer Aufnahme dargestellt. Die Abweichungen der Phasen erreichen Spitzenwerte von bis zu 1 rad (entspricht $\lambda/6$). Die mittlere Abweichung der Wellenfronten zueinander beträgt $\lambda/16$. Die FWM mit Hilfe der SPPC zur Generierung der zweiten Pumpwelle liefert damit die niedrigste Gütezahl F_{if} (entspricht der 'besten' Güte) bei den FWM-Anordnungen.

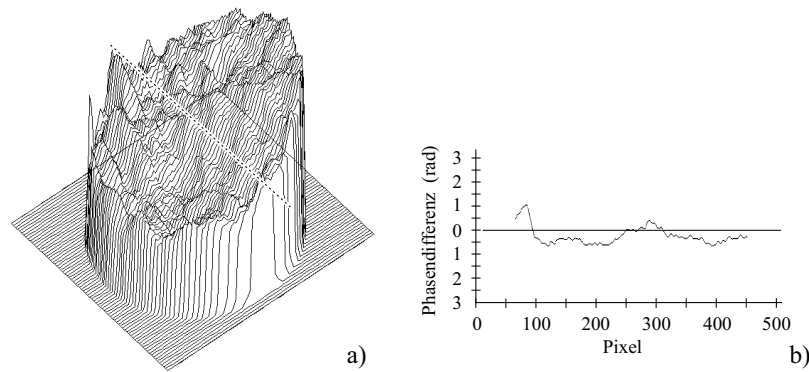


Abbildung 6.8: Typische Phasendifferenz $\delta_{PC}(x_i, y_k) - \delta_S(x_i, y_k)$ der FWM im Impulsbetrieb. Die zweite Pumpwelle wurde durch SPPC in BaTiO₃ realisiert; a) 3-D Darstellung, b) Schnittdarstellung

6.2.4 Eigenschaften der FWM

Neben der Bestimmung der Güte in Einzelschußexperimenten wurde auch das Verhalten bei Impulsfolgen untersucht, wobei jedoch die Wellenfront der Signalwelle von Schuß zu Schuß (abgesehen von den durch den Laser verursachten Schwankungen) nicht verändert wurde. So konnte, verglichen mit den Einzelschußexperimenten der Abschnitte 6.2.1 - 6.2.3, eine geringfügig größere Reflektivität erzielt werden. Es zeigte sich aber, daß die Mehrschußexperimente keine beobachtbaren Veränderungen der Gütezahl F_{if} ergaben. Die mittleren Abweichungen der Wellenfronten von PC- und Signalwelle blieben demnach gleich.

Allerdings änderte sich die Verteilung einzelner, stärkerer Abweichungen über dem Bündelquerschnitt von Schuß zu Schuß. In Abbildung 6.9 sind die Abweichungen zwischen den Wellenfronten von Signal- und PC-Welle von vier aufeinanderfolgenden Impulsen über den Bündelquerschnitt dargestellt. Für diese Aufnahmen wurde die FWM-Anordnung mit Spiegel verwendet. Die hellen Gebiete weisen auf starke Abweichungen hin (weiß entspricht einer Phasendifferenz von 2 rad), während die dunklen Gebiete auf Bereiche mit hoher Übereinstimmung zwischen Signal- und PC-Wellenfront hindeuten. Die Veränderung der Lage der Bereiche hoher Abweichung ist deutlich zu erkennen. Die Ursache für die Änderung liegt wahrscheinlich bei der Veränderung der Strahleigenschaften des Impulslasers von Schuß zu Schuß.

Die unterschiedlichen Gütezahlen für die unterschiedlichen FWM-Anordnungen äußern sich auch in den Abbildungseigenschaften der FWM-Anordnung [83]. Um dies zu

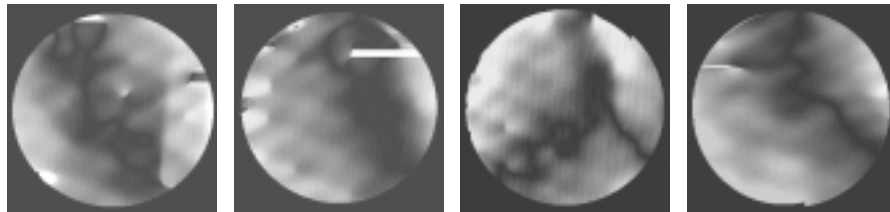


Abbildung 6.9: Prinzipielles Verhalten der Abweichungen der Wellenfronten über eine Serie von vier Schüssen. Helle Bereiche kennzeichnen eine Phasenabweichung von bis zu 2 rad. Einzelne weiße Streifen wurden von nicht auswertbaren Bereichen verursacht

demonstrieren, wurde in die durch das 4-f-System bzw. den PCM auf die CCD-Kameras abgebildete Ebene ein Objekt eingebracht und die Bilder mit Hilfe der CCD-Kameras aufgenommen. Als Objekt wurde eine Blende mit einem Durchmesser von 3,5 mm gewählt. In Abbildung 6.10 sind die aufgenommenen Bilder dargestellt. Die Blende selbst ist auf den Aufnahmen zweimal zu erkennen. Dies wird durch den dünnen Keil verursacht, der das einfallende Licht sowohl an der Vorder- als auch an der Rückseite reflektiert. Im Bereich der Überlagerung beider Bilder ist die Interferenzstruktur zu erkennen, die zur Berechnung der Abweichung der jeweiligen Wellenfront von einer ebenen Welle herangezogen wird. Abbildung 6.10 a) zeigt die Blende, die mit Hilfe der FWM-Anordnung mit Spiegel auf die CCD-Kamera 1 abgebildet wurde. Eine deutlich bessere Abbildung ergibt sich bei Benutzung der SPPC in BaTiO_3 zur Generierung der zweiten Pumpwelle [Abbildung 6.10 b)].

Mit Hilfe der FWM kann man einen phasenkonjugierenden Spiegel für den ns-Impulsbereich realisieren. Dieser PCM ist in der Lage, innerhalb eines ns-Impulses ein phasenkonjugiertes Signal zu generieren. Die Güte der Phasenkonjugation ist am besten, wenn die zweite Pumpwelle durch selbstgepumpte Phasenkonjugation mit Hilfe eines BaTiO_3 -Kristalls erzeugt wird. Der Wert der mittleren Abweichung zwischen den Wellenfronten von PC- und Signalwelle beträgt $\lambda/16$ und ist höher als bei Experimenten im cw-Betrieb. Trotzdem ist diese Art der Phasenkonjugation im Impulsbereich ein interessanter Kandidat für mögliche Anwendungen.

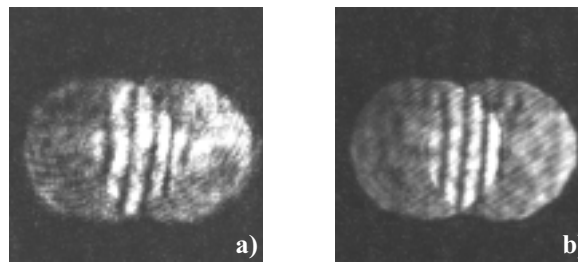


Abbildung 6.10: Abbildungseigenschaften der FWM bei Bereitstellung der zweiten Pumpwelle mit a) einem Spiegel, b) mit SPPC in BaTiO_3

Kapitel 7

Zusammenfassung

Gegenstand der Untersuchung war die Realisation der Phasenkonjugation im Impulsbetrieb mit Sillenitkristallen und mit BaTiO_3 . Es wurden dabei sowohl bereits erfolgreich im cw-Betrieb angewandte Anordnungen in den Impulsbereich übertragen, bereits im Impulsbereich verwirklichte Aufbauten genauer charakterisiert, und auch neue Aufbauten entwickelt und analysiert. Der Schwerpunkt der Untersuchungen lag in der Beurteilung der Güte der phasenkonjugierenden Anordnungen.

Die bei den Experimenten verwendeten Impulslasersysteme eröffneten neue Aspekte der Untersuchungsmöglichkeiten, z.B. wellenlängenabhängige Messungen und Experimente bei hohen Lichtintensitäten. Allerdings weisen die Eigenschaften der Laserstrahlung der Impulslaser signifikante Unterschiede zu cw-Lasern auf. So schwankt z.B. die Strahlrichtung als auch die Impulsenergie von Schuß zu Schuß, was bei den Experimenten zu berücksichtigen war.

BaTiO_3 und Sillenitkristalle zeigen bei Beleuchtung mit Impulslasern Besonderheiten, die bei der Planung und Auswertung der Experimente einkalkuliert werden müssen. Durch die hohen Lichtintensitäten kommt es aufgrund der Absorption zu einer Erwärmung der Kristalle. Da eine übermäßige Erwärmung des BaTiO_3 -Kristalls zur Zerstörung der photorefraktiven Eigenschaften führen kann, wurde mit Hilfe eines interferometrischen Verfahrens die Temperaturänderung bei Beleuchtung des Kristalls mit Laserimpulsen abgeschätzt. Bei den verwendeten Impulsenergien von $200 \mu\text{J}$ betrug die Erwärmung jedoch gerade $0,35 \text{ K}$; damit bestand keine Gefahr für den Kristall. In BTO führen die hohen Lichtintensitäten aufgrund der lichtinduzierten Absorption

zu einer starken Eindunklung des Kristalls. Da dieser Effekt wellenlängenabhängig ist, mußte der Kristall mit dem OPO-Lasersystem untersucht werden.

Neben BaTiO_3 und einem BSO-Bulk-Kristall wurde ein faserähnlicher BTO-Kristall zur Realisierung der Phasenkonjugation genutzt. Durch seine geringe Breite von 3,3 mm und Länge von 9,9 mm konnte bei Anlegen einer Hochspannung ab 1,5 kV Beam-Fanning, die Grundlage zur Erzielung der selbstgepumpten Phasenkonjugation, erzeugt werden. Dieser im cw-Betrieb bereits bekannte Effekt wurde auch im Impulsbetrieb umgesetzt. Die Charakterisierung des Beam-Fannings diente zur Festlegung von Geometrie- und Versuchsparametern für die Realisierung der SPPC. Die Intensität des Fannings konnte bei einer Frequenz der angelegten Hochspannung von 5 Hz maximiert werden. Durch die angelegte Spannung konnte die Intensität des Fannings verändert werden, ohne die Geometrie des Aufbaus verändern zu müssen. Die Zeit bis zur Herausbildung des Fannings ließ sich durch die Reduzierung der Wellenlänge von 650 nm auf 590 nm von 100 s auf 20 s verringern. Allerdings führte die lichtinduzierte Absorption zu einem starken Anstieg der Absorption, so daß die Intensität des Fannings deutlich absank.

Zur Beurteilung der Güte der verschiedenen Arten der Phasenkonjugation wurde die interferometrische Methode eingesetzt. Ein großer Vorteil dieser Methode besteht darin, daß mit ihrer Hilfe direkt die Phasendifferenzen zwischen einfallender und phasenkonjugierter Welle berechnet werden können. Die Prüfung des Verfahrens bestätigte, daß lokale Strukturen mit einer Größe von $\lambda/10$ aufgelöst werden. Die Vorteile der interferometrischen Methode spiegeln sich deutlich in einem direkten Vergleich mit dem international am häufigsten angewandten Pinholeverfahren wider. Die Bestimmung der Gütezahl der Phasenkonjugation mittels stimulierter Brillouin-Streuung mit beiden Techniken ergab eine Übereinstimmung der Verfahren bei hohen Impulsenergien. Bei niedrigen Impulsenergien wichen die Aussagen dagegen ab. Nach dem Pinholeverfahren ist die Güte der SBS nahe der Schwelle bei 0,6 mJ am besten, mit der interferometrischen Methode wurde die beste Güte bei 4 mJ bestimmt. Mit Hilfe zweier Interferogramme konnte jedoch belegt werden, daß das Pinholeverfahren zu falschen Aussagen führen kann, wenn die in den Aufbau einfallende Welle Abweichungen von einer ebenen Welle aufweist. Weiterhin zeigt die IFM, daß die stimulierte Brillouin-Streuung im besten Fall Störungen in die Wellenfront der phasenkonjugierten Welle in der Größenordnung

von $\lambda/14$ einbringt. Die bei der SBS auftretende Frequenzverschiebung des reflektierten Signals verhindert jedoch den Einsatz bei einer Vielzahl möglicher Anwendungen.

Die interferometrische Methode bildete die Grundlage zur Untersuchung der Güte der selbstgepumpten Phasenkongjugation mit BaTiO_3 . Obwohl die selbstgepumpte Phasenkongjugation bereits seit einigen Jahren erfolgreich im Impulsbereich realisiert und angewendet wurde, lagen Erfahrungen über die Größe der beim phasenkongjugierenden Prozeß eingebrachten Störungen der Wellenfront bisher noch nicht vor. Zunächst wurde die Reflektivität des cat-Spiegels bezüglich Wellenlänge, Einfallswinkel und Eintrittsposition des Lichtes optimiert. Beim Vergleich des Verhaltens der SPPC mit cw-Experimenten wurde eine größere Schwankung der Reflektivität festgestellt, die auf eine höhere Modenkonkurrenz im Impulsbetrieb und die Strahleigenschaften des Impulslasers zurückgeführt wurde. Die Reflektivität eines cat-Spiegels weist außerdem eine Abhängigkeit von der einfallenden Lichtintensität auf, oberhalb von 20 MW/cm^2 konnte kein phasenkongjugiertes Signal nachgewiesen werden. Die Bestimmung der Güte der selbstgepumpten Phasenkongjugation ergab bei verschiedenen Impulsenergien eine Wellenfrontabweichung von $\lambda/16$. Die Störungen in der Wellenfront sind damit kleiner als bei der stimulierten Brillouin-Streuung, jedoch wurde zur Herausbildung eines phasenkongjugierten Signals eine Einschreibzeit im Bereich von 30 Sekunden benötigt.

Aufbauend auf die Ergebnisse bei den Untersuchungen des Fannings in faserähnlichen BTO-Kristallen konnte ein selbstgepumpter phasenkongjugierender Spiegel im Impulsbetrieb verwirklicht werden. Die Reflektivität der SPPC zeigte dabei einen Zusammenhang mit den Eigenschaften des Fannings. Wie die Intensität des Fannings steigt auch die Reflektivität des PCs und die Zeit bis zur Herausbildung des phasenkongjugierten Signals mit zunehmender Wellenlänge. Eine Abhängigkeit der Reflektivität von der einfallenden Impulsenergie konnte nicht nachgewiesen werden.

Im letzten Teil dieser Arbeit wurden verschiedene Möglichkeiten der Vierwellenmischung in BSO zur Umsetzung eines PCs bezüglich der erreichbaren Güte untersucht. Aufgrund der Eigenschaften der Sillenite kann bei Beleuchtung mit Impulslasern innerhalb weniger ns ein Brechzahlgitter in den Kristall eingeschrieben werden. Diese Eigenschaft eröffnet die Möglichkeit der Realisierung eines PCs, der innerhalb eines ns-Impulses ein PC-Signal erzeugen kann. Es wurden drei verschiedene Möglichkeiten

der Umsetzung der FWM gezeigt, von denen zwei die bei der SBS auftretende Frequenzverschiebung des PC-Signals nicht aufweisen. Eine einfache Anordnung, in der die zur FWM notwendige zweite Pumpwelle durch Reflexion der ersten Pumpwelle an einem Spiegel generiert wird, zeigt Schwächen in der Güte der Phasenkonjugation auf. Die mittleren Wellenfrontabweichungen zwischen Signal- und PC-Welle betrugen $\lambda/5$. Wird die zweite Pumpwelle mit Hilfe der SBS generiert, so verringerten sich zwar die mittleren Abweichungen auf $\lambda/7$, jedoch ist das PC-Signal frequenzverschoben. Die höchste Güte wurde mit einem Aufbau erzielt, der die SPPC in BaTiO₃ zur Generierung der zweiten Pumpwelle nutzte. Die mittleren Wellenfrontabweichungen betrugen nur noch $\lambda/16$, und es tritt keine Frequenzverschiebung auf.

Aufgrund der bei den Untersuchungen zu dieser Arbeit gewonnenen Ergebnisse und Erfahrungen läßt sich einschätzen, daß die photorefraktiven BaTiO₃- und Sillenitkristalle für Anwendungen in der optischen Informationsverarbeitung im ns-Impulsbereich geeignet sind.

Die faserähnlichen Sillenitkristalle stellen wegen ihrer relativ einfachen und preiswerten Herstellung und dem schnellen Antwortverhalten ein erfolgversprechendes Medium dar. Jedoch können die vorgestellten Beobachtungen nur die Grundlage für weitere Untersuchungen sein. Insbesondere die Optimierung der Güte und der Reflektivität der selbstgepumpten Anordnungen dürfte das mögliche Einsatzspektrum erheblich vergrößern. Durch die gezielte Zusammenarbeit mit dem Hersteller können die Kristalle durch Anpassung der Kristalldimensionen und dem Einbringen gezielter Dotierungen ihren jeweiligen Anforderungen besser gerecht werden.

Auch BaTiO₃ hat trotz der notwendigen Einschreibzeit von mehr als 30 s bis zur Herausbildung des phasenkonjugierenden Signals nichts an seiner Bedeutung für die Phasenkonjugation verloren. In Kombination mit Vierwellenmischungsanordnungen läßt sich z.B. ein phasenkonjugierender Spiegel verwirklichen, der einen ns-Impuls phasenkonjugieren kann. Die in dieser Arbeit erzielten Reflektivitäten dürften allerdings für einige Anwendungen viel zu gering sein. Aufbauend auf Erfahrungen im cw-Bereich bietet sich aber auch hier die Möglichkeit, in Zusammenarbeit mit dem Hersteller durch Dotierung und durch Anpassung der Kristalldimensionen die Reflektivität der FWM-Anordnungen auf 10% und mehr zu steigern.

Literaturverzeichnis

- [1] M. P. Petrov, S. I. Stepanov und A. V. Khomenko: *Photorefractive crystals in coherent optical systems*, Springer Verlag, Berlin Heidelberg New York (1991).
- [2] P. Günther und J.-P. Huignard: *Photorefractive Materials and Their Applications I*, Bd. 61 von *Topics of Applied Physics*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York (1988).
- [3] P. Yeh: *Introduction to photorefractive nonlinear optics*, Wiley Series in Pure and Applied Optics, John Wiley & Sons, New York (1993).
- [4] H. Rajbenbach, A. Delboulbé und J.-P. Huignard: *Noise suppression in photorefractive image amplifiers*, Optics Letters, Bd. 14 (1989), S. 1275.
- [5] E. Ochoa, L. Hesselink und J. W. Goodman: *Real-time intensity inversion using two-wave and four-wave mixing in photorefractive $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$* , Applied Optics, Bd. 24 (1985), S. 1826.
- [6] A. A. Kamshilin, K. Paivasaari, N. I. Nazhestkina, V. V. Prokofiev, S. Ashihara, Y. Iida, T. Shimura und K. Kuroda: *Adaptive correlation filters for speckle patterns in photorefractive crystals*, Applied Physics B: Lasers and Optics, Bd. 68 (1999), S. 1031.
- [7] T. Baade, A. Kiessling und R. Kowarschik: *A simple method for image restoration and image pre-processing using two-wave mixing in $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$* , Journal of Optics A: Pure Applied Optics, Bd. 3 (2001), S. 250.
- [8] T. R. Moore, R. L. Blair, A. J. Megofna, M. P. Riegner und B. L. Shoop: *Holographic interferometers with photorefractive recording media*, Applied Optics, Bd. 37 (1998), S. 5176.
- [9] Q. Tang, E. Jäger, J. Hoßfeld und T. Tschudi: *Phase visualization using a BaTiO_3 phase conjugation mirror*, Journal of Modern Optics, Bd. 38 (1991), S. 1415.
- [10] A. Brignon, S. Sénac, J.-L. Ayrat und J.-P. Huignard: *Rhodium-doped barium titanate phase-conjugate mirror for an all-solid-state, high-repetition-rate, diode-pumped Nd:YAG master-oscillator power amplifier laser*, Applied Optics, Bd. 37 (1998), S. 3990.
- [11] I. S. Ruddock und E. K. Renwick: *The application of phase conjugation to crystal fibre optics*, Journal of Optics A: Pure Applied Optics, Bd. 2 (2000), S. L16.

- [12] K. Uhlendorf, G. Notni und R. Kowarschik: *Resolution enhancement in a reflection type confocal microscope using a phase conjugate mirror*, Applied Optics, Bd. 38 (1999), S. 38.
- [13] W. Wang, A. E. Chiou, G. J. Sonek und M. W. Berns: *Self-aligned dual-beam optical laser trap using photorefractive phase-conjugation*, Journal of the Optical Society of America B, Bd. 14 (1997), S. 697.
- [14] R. Kowarschik, L. Wenke, T. Baade, M. Esselbach, A. Kiessling, G. Notni und K. Uhlendorf: *Optical measurements with phase-conjugate mirrors*, Applied Physics B: Lasers and Optics, Bd. 69 (1999), S. 435.
- [15] T. Tschudi, A. Herden, J. Goltz, H. Klumb, F. Laeri und J. Albers: *Image amplification by two- and four-wave mixing in BaTiO₃ photorefractive crystals*, IEEE Journal of Quantum Electronics, Bd. 22 (1985), S. 1493.
- [16] J. O. White und A. Yariv: *Spatial information processing and distortion correction via four-wave mixing*, Optical Engineering, Bd. 21 (1982), S. 224.
- [17] T. Dellwig, C. Denz, T. Rauch und T. Tschudi: *Coherent refreshment and updating for dynamic photorefractive optical memories using phase conjugation*, Optics Communications, Bd. 119 (1995), S. 33.
- [18] W. G. Burr und I. Leyva: *Multiplexed phase-conjugate holographic data storage with a buffer hologram*, Optics Letters, Bd. 25 (2000), S. 499.
- [19] C. Denz, T. Dellwig, J. Lembke und T. Tschudi: *Analog optical image addition and subtraction using phase-code multiplexing in volume holographic memories*, Proceedings: Photorefractive Materials, Effects and Devices (PR '95), (1995), S. 424.
- [20] H. Rehn, M. Esselbach, R. Kowarschik und K. H. Ringhofer: *Photorefractive novelty filters for transient phase evaluation*, SPIE, Bd. 2782 (1996), S. 730.
- [21] M. Sedlatschek, T. Rauch, C. Denz und T. Tschudi: *Generalized theory of the resolution of object tracking novelty filters*, Optics Communications, Bd. 116 (1995), S. 25.
- [22] G. L. Saux und A. Brun: *Photorefractive material response to short pulse illuminations*, IEEE Journal of Quantum Electronics, Bd. 23 (1987), S. 1680.
- [23] L. Solymar, D. J. Webb und A. Grunnet-Jepsen: *Forward wave interactions in photorefractive materials*, Progress in Quantum Electronics, Bd. 18 (1994), S. 377.
- [24] P. Günther und J.-P. Huignard: *Photorefractive Materials and Their Applications II*, Bd. 62 von *Topics of Applied Physics*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York (1989).
- [25] N. V. Kukhtarev: *Holographic storage in electro-optic crystals*, Ferroelectrics, Bd. 22 (1979), S. 949.

- [26] Y.-H. Hong, P. Xie, J. H. Dai, Y. Zhu, H. G. Yang und H. J. Zhang: *Fanning effects in photorefractive crystals*, Optics Letters, Bd. 18 (1993), S. 772.
- [27] R. A. Rupp und F. W. Drees: *Light-induced scattering in photorefractive crystals*, Applied Physics B: Lasers and Optics, Bd. 39 (1986), S. 223.
- [28] G. Wernicke und W. Osten: *Holografische Interferometrie*, Physik-Verlag, Weinheim (1982).
- [29] J. Feinberg und K. R. MacDonald: *Phase-conjugate mirrors and resonators with photorefractive materials*, P. Günther und J.-P. Huignard (Hg.), *Photorefractive Materials and Their Applications II*, Bd. 62 von *Topics of Applied Physics*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, S. 151.
- [30] L. Solymar, D. Webb und A. Grunnet-Jepsen: *The physics and applications of photorefractive materials*, Oxford series in optical and imaging sciences, Clarendon Press, Oxford (1994).
- [31] H. Rehn: *Zeiteffekte in photorefraktiven Medien und ihre Anwendung bei der transienten Phasenmessung*, Dissertation, FSU Jena (1995).
- [32] J. Scheiner: *Anwendung photorefraktiver Kristalle in der Zweiwellenmischung und in der optischen Phasenkonjugation*, Diplomarbeit, FSU Jena (1994).
- [33] J. Feinberg: *Self-pumped, countinuous-wave phase conjugator using internal reflection*, Optics Letters, Bd. 7 (1982), S. 486.
- [34] Y. Zeng, A. Sasaki, X. Gao und H. Aoyama: *Origin and elimination of dynamic instability in a self-pumped phase-conjugate mirror*, Optics Letters, Bd. 20 (1995), S. 267.
- [35] T. Rauch, C. Denz und T. Tschudi: *Analysis of irregular fluctuations in a self-pumped BaTiO₃ phase-conjugate mirror*, Optics Communications, Bd. 88 (1992), S. 160.
- [36] P. M. Jeffrey und R. W. Eason: *Lyapunov exponent analysis of irregular fluctuations in a self-pumped BaTiO₃ phase-conjugate mirror, establishing transition to chaotic behavior*, Journal of the Optical Society of America B, Bd. 11 (1994), S. 476.
- [37] J. P. Jiang und J. Feinberg: *Dancing modes and frequency shifts in a phase conjugator*, Optics Letters, Bd. 12 (1987), S. 266.
- [38] S. Itoh, Y. Uesu, N. Oh-Hori und S. Odulov: *Reduction of the specular reflectivity from Feinberg's cat conjugator operating in auto-oscillation mode*, Applied Physics B: Lasers and Optics, Bd. 68 (1999), S. 953.
- [39] E. Nippolainen, V. V. Prokofiev, A. A. Kamshilin und T. Jaaskelainen: *Self-pumped phase conjugation in Bi₁₂TiO₂₀ crystals without external cavity*, Applied Physics B: Lasers and Optics, Bd. 69 (1999), S. 45.

- [40] G. Cedilnik, M. Esselbach, A. Kiessling, R. Kowarschik, E. Nippolainen, A. A. Kamshilin und V. V. Prokofiev: *Photorefractive effects in long, narrow BSO crystals with applied electric field*, Applied Physics B: Lasers and Optics, Bd. 68 (1999), S. 983.
- [41] H. Kröse, R. Scharfschwerdt, O. Schirmer und H. Hesse: *Light-induced charge transport in BaTiO₃*, Applied Physics B: Lasers and Optics, Bd. 61 (1995), S. 1.
- [42] D. Rytz, B. A. Wechsler, M. H. Garrett, C. C. Nelson und R. N. Schwartz: *Photorefractive properties of BaTiO₃:Co*, Journal of the Optical Society of America B, Bd. 7 (1990), S. 2245.
- [43] S. Balakumar, R. Ilangoan, C. Subramanian und P. Ramasay: *Growth of Ba_{1-x}Sr_xTiO₃ single crystals and their characterisations*, Ferroelectrics, Bd. 158 (1994), S. 115.
- [44] S. Ducharme und J. Feinberg: *Speed of the photorefractive effect in a BaTiO₃ single crystal*, Journal of Applied Physics, Bd. 56 (1984), S. 839.
- [45] R. S. Cudney, R. M. Pierce, G. D. Bacher und J. Feinberg: *Absorption gratings in photorefractive crystals with multiple levels*, Journal of the Optical Society of America B, Bd. 8 (1991), S. 1326.
- [46] K. Buse: *Light-induced charge transport processes in photorefractive crystals II: Materials*, Applied Physics B: Lasers and Optics, Bd. 64 (1997), S. 391.
- [47] K. Buse: *Light-induced charge transport processes in photorefractive crystals I: Models and experimental methods*, Applied Physics B: Lasers and Optics, Bd. 64 (1997), S. 273.
- [48] K. Buse: *Thermal gratings and pyroelectrically produced charge redistribution in BaTiO₃ and KNbO₃*, Journal of the Optical Society of America B, Bd. 10 (1993), S. 1266.
- [49] N. Korneev, D. Mayorga, S. Stepanov, A. Gerwens, K. Buse und E. Krätzig: *Enhancement of the photorefractive effect by homogeneous pyroelectric fields*, Applied Physics B: Lasers and Optics, Bd. 66 (1998), S. 393.
- [50] N. Barry, L. Duffault, R. Troth, R. Ramos-Garcia und M. J. Damzen: *Comparison between continuous-wave and pulsed photorefraction in barium titanate*, Journal of the Optical Society of America B, Bd. 11 (1994), S. 1758.
- [51] L. Solymar, D. J. Webb und A. Grunnet-Jepsen: *The physics and applications of photorefractive materials*, Oxford series in optical and imaging sciences, Clarendon Press, Oxford (1996).
- [52] L. Mager, C. Laquarroy und G. Pauliat: *High-fidelity self-pumped phase conjugation of nanosecond pulses at 532 nm using photorefractive BaTiO₃*, Optics Letters, Bd. 19 (1994), S. 1508.

- [53] M. Kramer, T. Baade und R. Kowarschik: *Etalon effect in wave-mixing experiments with photorefractive crystals*, Applied Physics B: Lasers and Optics, Bd. 67 (1998), S. 583.
- [54] P. Mathey: *Thermal strain distributions and change of refractive indices in 4mm crystals illuminated with gaussian cw laser beams*, Optics Communications, Bd. 193 (2001), S. 217.
- [55] V. V. Prokofiev, J. F. Carvalho, J. P. Andreeta, N. J. H. Gallo, A. C. Hernandez, J. Frejlich, A. A. Freschi, P. M. Garcia, J. Maracaiba, A. A. Kamshilin und T. Jaaskelainen: *Growth and characterization of photorefractive $Bi_{12}TiO_{20}$ single crystals*, Crystal Research and Technology, Bd. 30 (1995).
- [56] V. V. Prokofiev, J. P. Andreeta, C. J. de Lima, M. R. B. Andreeta, A. C. Hernandez, J. F. Carvalho, A. A. Kamshilin und T. Jaaskelainen: *Growth of single-crystal photorefractive fibers of $Bi_{12}TiO_{20}$ by the laser-heated pedestal growth method*, Journal of Crystal Growth, Bd. 137 (1994).
- [57] V. V. Prokofiev, J. P. Andreeta, C. J. de Lima, M. R. B. Andreeta, A. C. Hernandez, J. F. Carvalho, A. A. Kamshilin und T. Jaaskelainen: *The influence of temperature gradients on structural perfection of single-crystal sillenite fibers grown by the LHPG method*, Optical Materials, Bd. 4 (1995), S. 521.
- [58] M. Esselbach: *Optische Speicherung und Verarbeitung von Informationen mit photorefraktiven Kristallen*, Dissertation, FSU Jena (2000).
- [59] G. Cedilnik: *Charakterisierung und Anwendung photorefraktiver Sillenitkristalle*, Dissertation, FSU Jena (1999).
- [60] E. Shamonina, V. P. Kamenov, K. H. Ringhofer, G. Cedilnik, A. Kiessling, R. Kowarschik und D. J. Webb: *Optical activity in photorefractive $Bi_{12}TiO_{20}$* , Optics Communications, Bd. 146 (1998), S. 62.
- [61] A. Marrakchi, R. V. Johnson und A. R. Tunگوی: *Polarization properties of photorefractive diffraction in electrooptic and optically active sillenite crystals (Bragg regime)*, Journal of the Optical Society of America A, Bd. 3 (1986), S. 321.
- [62] V. Prokovief: *Photorefractive crystals and fibers for optical information processing*, Dissertation, University of Joensuu, Finnland (1996).
- [63] V. V. Shepelevich, Y. Hu, A. Firsov, E. Shamonina und K. H. Ringhofer: *Gain optimization with respect to the thickness of a sillenite crystal*, Applied Physics B: Lasers and Optics, Bd. 68 (1999), S. 923.
- [64] F. P. Strohkendl: *Light-induced dark decays of photorefractive gratings and their observation in $Bi_{12}TiO_{20}$* , Journal of Applied Physics, Bd. 65 (1989), S. 3773.
- [65] A. E. Attard: *Theory of origins of the photorefractive and photoconductive effects in $Bi_{12}SiO_{20}$* , Journal of Applied Physics, Bd. 69 (1991), S. 44.

- [66] G. Pauliat und G. Roosen: *Photorefractive effect generated in sillenite crystals by picosecond pulses and comparison with quasi-continuous regime*, Journal of the Optical Society of America B, Bd. 7 (1990), S. 2259.
- [67] M. C. Bashaw, T.-P. Ma, R. C. Barker, S. Mroczkowski und R. R. Dube: *Theory of complementary holograms arising from electron-hole transport in photorefractive media*, Journal of the Optical Society of America B, Bd. 7 (1990), S. 2329.
- [68] P. Tayebati: *Effect of shallow traps on electron-hole competition in semi-insulating photorefractive materials*, Journal of the Optical Society of America B, Bd. 9 (1991), S. 415.
- [69] A. Delboulbe, C. Fromont, J. P. Herriau, S. Mallik und J.-P. Huignard: *Quasi-nondestructive readout of holographically stored information in photorefractive $Bi_{12}SiO_{20}$* , Applied Physics Letters, Bd. 55 (1989), S. 713.
- [70] M. C. Bashaw, T.-P. Ma, R. C. Barker, S. Mroczkowski und R. R. Dube: *Introduction, revelation, and evolution of complementary gratings in photorefractive bismut silicon oxide*, Physical Review B, Bd. 42 (1990), S. 5641.
- [71] K. Buse und E. Krätzig: *Three-valence charge transport model for explanation of the photorefractive effect*, Proceedings: Photorefractive Materials, Effects and Devices (PR '95), (1995), S. 253.
- [72] O. V. Kobozev, S. M. Shandarov, A. A. Kamshilin und V. V. Prokofiev: *Light-induced absorption in a $Bi_{12}TiO_{20}$ crystal*, Journal of Optics A: Pure Applied Optics, Bd. 1 (1999), S. 442.
- [73] R. B. Bylisma und D. H. O. ans A. M. Glass: *Photochromic gratings in photorefractive materials*, Optics Letters, Bd. 13 (1988), S. 853.
- [74] A. L. Khromov, A. A. Kamshilin und M. P. Petrov: *Photochromic and photorefractive gratings induced by pulsed excitation in BSO crystals*, Optics Communications, Bd. 77 (1990), S. 139.
- [75] A. A. Kamshilin, J. Frejlich und P. M. Garcia: *Electrophotochromic gratings in photorefractive BTO crystals*, Applied Optics, Bd. 31 (1992), S. 1787.
- [76] A. Grunnet-Jepsen, C. H. Kwark, I. Richter und L. Solimar: *Fundamental space-charge fields for applied alternating fields in photorefractive materials*, Journal of the Optical Society of America B, Bd. 11 (1994), S. 1045.
- [77] K. Walsh, A. K. Power, C. Stace und T. J. Hall: *Techniques for enhancement of space-charge fields in photorefractive materials*, Journal of the Optical Society of America B, Bd. 7 (1990), S. 288.
- [78] P. Refregier, S. Solimar, H. Rajbenbach und J.-P. Huignard: *Two-beam coupling in photorefractive $Bi_{12}TiO_{20}$ crystals with moving grating: Theory and experiments*, Journal of Applied Physics, Bd. 58 (1985), S. 45.

-
- [79] S. L. Sochova, E. V. Mokrushina, V. V. Prokofiev und S. I. Stepanov: *Experimental comparison of the ac field and the moving-grating holographic recording technique for $Bi_{12}SiO_{20}$ and $Bi_{12}TiO_{20}$ photorefractive crystals*, Journal of the Optical Society of America B, Bd. 10 (1993), S. 1600.
- [80] S. I. Stepanov und M. P. Petrov: *Efficient unstationary holographic recording in photorefractive crystals under an external alternating electric field*, Optics Communications, Bd. 53 (1995), S. 292.
- [81] A. A. Kamshilin, V. V. Prokofiev und T. Jaaskelainen: *Beam fanning and double phase conjugation in a fiber-like photorefractive sample*, IEEE Journal of Quantum Electronics, Bd. 31 (1995), S. 221.
- [82] B. Fleck, A. Kiessling und L. Wenke: *A simple interferometric method for measuring the fidelity of phase conjugated beams*, Journal of Modern Optics, Bd. 38 (1990), S. 495.
- [83] B. Fleck, A. Kiessling und L. Wenke: *Nonlinear methods in image projection*, International Journal of Optoelectronics, Bd. 4 (1989), S. 479.
- [84] J. Falk: *Test of fidelity of phase conjugation*, Optics Letters, Bd. 7 (1982), S. 620.
- [85] J. J. Ottusch und D. A. Rockwell: *Stimulated Brillouin scattering phase-conjugation fidelity fluctuations*, Optics Letters, Bd. 16 (1991), S. 369.
- [86] T. Baade, A. Kiessling, M. Kramer, R. Kowarschik und L. Wenke: *Determination of the fidelity of phase conjugated beams*, Trends in Optics and Photonics (TOPS), Bd. 27: Advances in Photorefractive Materials, Effects and Devices, OSA, S. 409.
- [87] M. Born: *Optik*, Bd. 2. Nachdr. d. 3. Aufl., Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, Tokio (1985).
- [88] M. Young: *Optics and Lasers*, 5. Aufl., Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York (2000).
- [89] T. Baade: *Signalübertragung mit photorefraktiven Kristallen*, Diplomarbeit, FSU Jena (1996).
- [90] B. W. Liby, J. K. McIver und D. Statman: *Beam quality measurements of a unidirectional self-pumped phase conjugate mirror*, Optics Communications, Bd. 101 (1993), S. 79.
- [91] P. Delay, A. Fotiadi und G. Roosen: *Study of the fidelity of the double phase conjugate mirror*, Trends in Optics and Photonics (TOPS), Bd. 27: Advances in Photorefractive Materials, Effects and Devices, OSA, S. 401.
- [92] D. J. Mills: *Nonlinear Optics*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York (1991).
- [93] M. Kramer: *Erzeugung kurzer Laserimpulse durch stimulierte Brillouin-Streuung in einem instabilen Laserresonator*, Dissertation, FSU Jena (1995).

- [94] A. Kiessling, T. Baade und L. Wenke: *Fidelity of phase conjugated-beams in a four-wave mixing set-up using BTO-crystals*, Journal of Modern Optics, Bd. 43 (1996), S. 1525.
- [95] M. J. Damzen, N. P. Barry und M. Buttinger: *High intensity effects in self-pumped photorefractive phase conjugation using nanosecond pulses*, Journal of Modern Optics, Bd. 42 (1995), S. 2051.
- [96] N. Huot, K. M. C. Jonathan und G. Roosen: *Characterization and optimization of a ring self-pumped phase-conjugate mirror at 1.06 μm with $\text{BaTiO}_3\text{:Rh}$* , Journal of the Optical Society of America B, Bd. 15 (1998), S. 1992.
- [97] H.-F. Yau, P.-J. Wang, E.-Y. Pan, J. Chen und J. Y. Chang: *Self-pumped phase conjugation with picosecond and femtosecond pulses using BaTiO_3* , Optics Communications, Bd. 135 (1997), S. 331.
- [98] G. Urushibata, Y. Tamaki und M. Obara: *Generation of highly efficient self-pumped phase conjugation femtosecond pulse using photorefractive $\text{BaTiO}_3\text{:Co}$ crystal*, Optics Communications, Bd. 196 (2001), S. 281.
- [99] H.-F. Yau, P.-J. Wang, E.-Y. Pan und J. Chen: *Self-pumped phase conjugation with femtosecond pulses by use of BaTiO_3* , Optics Letters, Bd. 21 (1996), S. 1168.
- [100] M. Esselbach und G. Cedilnik: *Intensity dependence of the grating formation in photorefractive BaTiO_3* , Journal of Optics A: Pure Applied Optics, Bd. 1 (1999), S. 15.
- [101] T. Baade, L. Wenke und R. Kowarschik: *Fidelity of self-pumped phase conjugation in BaTiO_3 with nanosecond pulses measured interferometrically*, Journal of Modern Optics, (accepted 2002).
- [102] N. Barry und M. J. Damzen: *Two-beam coupling and response-time measurements in barium titanate using high intensity laser pulses*, Journal of the Optical Society of America B, Bd. 9 (1992), S. 1488.
- [103] J. Jonathan, G. Roosen und P. Roussignol: *Time-resolved build-up of a photorefractive grating induced in $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ by picosecond light pulses*, Optics Letters, Bd. 13 (1988), S. 224.
- [104] T. Baade, A. Kiessling und R. Kowarschik: *Restoration of a two dimensional intensity distribution using two wave mixing and holography*, Proceedings: Topical Meeting on Photorefractive Materials, Effects and Devices (PR '97), (1997), S. 547.
- [105] D. J. Webb, A. Kiessling, B. I. Sturmann, E. Shamonina und K. H. Ringhofer: *Verification of the standard model of the photorefractive nonlinearity in BSO crystals*, Optics Communications, Bd. 108 (1994), S. 31.

Anhang

Abkürzungen und Symbole

Die auf den folgenden Seiten aufgeführten Abkürzungen und Symbole werden häufig in der vorliegenden Arbeit verwendet. Lokal vorkommende Parameter und Symbole sind nicht aufgeführt.

Abkürzungen

BaTiO ₃	Bariumtitanat
BTO	Wismut-Titan-Oxid Bi ₁₂ TiO ₂₀
BSO	Wismut-Silizium-Oxid Bi ₁₂ SiO ₂₀
CCD	zweidimensionaler Photodetektor, <i><u>C</u>harge <u>C</u>oupled <u>D</u>evice</i>
FWM	Vierwellenmischung, <i><u>F</u>our-<u>W</u>ave <u>M</u>ixing</i>
IFM	interferometrische Methode
MPPC	wechselseitig gepumpter PCM, <i><u>M</u>utually <u>P</u>umped <u>P</u>C</i>
NOPC	nichtlineare optische Phasenkonjugation, <i><u>N</u>onlinear <u>O</u>ptical <u>P</u>hase <u>C</u>onjugation</i>
OPO	durchstimmbarer Laser, <i><u>O</u>ptisch-<u>P</u>arametrischer <u>O</u>szillator</i>
PC- ...	phasenkonjugiert, Phasenkonjugations~
PCM	phasenkonjugierender Spiegel, <i><u>P</u>hase <u>C</u>onjugate <u>M</u>irror</i>
SBS	stimulierte Brillouin-Streuung, <i><u>S</u>timulated <u>B</u>rillouin <u>S</u>cattering</i>
SPPC	selbstgepumpte Phasenkonjugation, <i><u>S</u>elf-<u>P</u>umped <u>P</u>hase <u>C</u>onjugation</i>
SPPCM	selbstgepumpter phasenkonjugierender Spiegel, <i><u>S</u>elf-<u>P</u>umped <u>P</u>hase <u>C</u>onjugate <u>M</u>irror</i>
TWM	Zweiwellenmischung (<i><u>T</u>wo-<u>W</u>ave <u>M</u>ixing</i>)

Symbole

2Θ	Winkel zwischen Signal- und Pumpwelle
α	Absorptionskoeffizient
β_t	thermische Anregungsrate
$\partial_{S/PC}$	lokale Phasendifferenz zwischen einer ebenen Welle und der Signal-/PC-Welle
Δl_{opt}	Änderung der optischen Weglänge
Δn	Brechungsindexmodulation
$\Delta\phi$	laterale Verschiebung des Interferenzmusters
ΔT	Temperaturänderung
d	Dicke des Kristalls
d_{PCM}	Durchmesser des PCM
e	Elementarladung
ε_0	Dielektrizitätskonstante des Vakuums
ε_S	statische Dielektrizitätskonstante
\mathbf{E}_0, E_0	extern angelegtes elektrisches Feld (vektoriell, skalar)
$\mathbf{E}_{S/P}, E_{S/P}$	komplexe Amplitude des E-Feldes der Signal-/Pumpwelle, Betrag der komplexen Amplituden
E_{SC}	Raumladungsfeld
f	Brennweite
f_{HV}	Frequenz der angelegten Wechselspannung
F_{if}	Gütezahl, bestimmt mit der interferometrischen Methode
F_{pin}	Gütezahl, bestimmt mit dem Pinholeverfahren
γ_R	Rekombinationsrate
Γ	komplexe Kopplungskonstante der TWM
I	Intensität
I_0	Intensität des Gleichlichtanteils des Interferenzgitters
I_P	räumlich modulierter Anteil der Intensität
$\mathbf{k}_{S/P}$	Wellenzahlvektor der Signal-/Pumpwelle
\mathbf{K}, K	Gittervektor des Indexgitters, Betrag des Gittervektors
k_B	Boltzmannkonstante
λ	Wellenlänge
$\mu_{(e/h)}$	Beweglichkeit der Ladungsträger (Elektronen/Löcher)
m	Modulation der Intensitätsverteilung
N	Ladungsträgerdichte
N_A^-	Dichte der ionisierten Akzeptoren
N_D	Dichte aller Donatoren
N_D^+	Dichte der angeregten Donatoren

n_0	Brechzahl ohne elektrische Felder
n_o	Brechzahl der ordentlichen Polarisation
n_{oe}	Brechzahl der außerordentlichen Polarisation
n_e	Elektronendichte
Φ	Phase zwischen Interferenz- und Indexgitter
$P_{S/PC}$	Leistung der Signal-/PC-Welle
ρ	optische Aktivität
\mathbf{r}, r	Ortsvektor, Betrag des Ortsvektors
r_{ef}	effektiver elektrooptischer Koeffizient
R	Reflektivität
$\sigma_{(e/h)}$	Leitfähigkeit (der Elektronen/Löcher)
s	Photoionisationskonstante
s_h	Shear (lateraler Versatz zweier Bündel)
t	Zeit
T	Temperatur
U_{HV}	angelegte Wechselspannung
$\omega_{S/P}$	Kreisfrequenz der Signal-/Pumpwelle
$W_{S/P/PC}$	Impulsenergie der Signal-/Pump-/PC-Welle
ξ	Winkel zwischen transmittiertem Signalbündel und Richtung des maximalen Fannings
ζ	Winkel zwischen einfallendem und reflektiertem Signalbündel
x, y, z	Koordinaten, Komponenten des Ortsvektors

Abbildungsverzeichnis

2.1	Grundlegender Mechanismus des photorefraktiven Effektes	6
2.2	Überlagerung zweier ebener, kohärenter Wellen in einem photorefraktiven Kristall	7
2.3	Beam-Fanning in BaTiO ₃ bei Beleuchtung mit einem He-Ne-Laser; a) Strahlverlauf direkt nach dem Einschalten des Lichtes, b) nach Herausbildung des Beam-Fannings	12
2.4	Ausheilen von Wellenfrontstörungen an einem PCM	13
2.5	Erzeugung einer phasenkonjugierten Welle (PC-Welle) bei der FWM . .	13
2.6	Prinzip der SPPC in BaTiO ₃ ; a) Modellvorstellung b) in einem BaTiO ₃ -Kristall mit einem He-Ne-Laser realisiert	15
2.7	Strahlrichtungsschwankungen des verwendeten Nd:YAG-Lasers	17
2.8	Kohärenzlänge in Abhängigkeit von der Wellenlänge der vom OPO-System emittierten Laserimpulse	18
3.1	Geometrie und Lage der optischen Achse des verwendeten BaTiO ₃ -Kristalls	21
3.2	Transmission des verwendeten BaTiO ₃ -Kristalls in Abhängigkeit von der Wellenlänge	21
3.3	Aufbau zur Bestimmung der Erwärmung des Kristalls bei Beleuchtung mit Impulsen	23
3.4	Interferenzmuster a) vor Beleuchtung mit Impulsen b) im stationären Zustand; die optische Achse des Kristalls liegt senkrecht zur Papierebene	25
3.5	Interferenzmuster a) vor Beleuchtung mit Impulsen b) im stationären Zustand; die optische Achse des Kristalls liegt parallel zur Papierebene	25
3.6	Geometrie und Kristallorientierung der verwendeten Sillenite; a) BSO, b) BTO	28

3.7	Transmission der verwendeten Sillenitkristalle in Abhängigkeit von der Wellenlänge	28
3.8	Aufbau zur Realisierung von Beam-Fanning mit Hilfe eines faserähnlichen Sillenitkristalls	32
3.9	Zeitliche Entwicklung des Fannings in BTO nach dem Zuschalten der Hochspannung; $\lambda=635$ nm, $U_{HV}=2,5$ kV, $W_S=100$ μ J; a) Aufnahme, b) Intensitätsprofil	32
3.10	Abhängigkeit des Fannings von der Frequenz des Rechteckfeldes	33
3.11	Zeitliche Entwicklung des Fannings bei unterschiedlichen Impulsenergien	34
3.12	Zeitliche Entwicklung des Winkels des maximalen Fannings	35
3.13	Zeitliche Entwicklung des Fannings bei unterschiedlichen Spannungen; a) Intensität, b) Winkels des maximalen Fannings	36
3.14	Zeitliche Entwicklung des Fannings bei unterschiedlichen Wellenlängen; a) Intensität, b) Winkels des maximalen Fannings	37
4.1	Prinzipieller Aufbau zur interferometrischen Bestimmung der Güte eines phasenkonjugierten Signals	39
4.2	Vorgehensweise bei der Berechnung der Gütezahl; a) Interferogramme, b) mit Hilfe des Fouriertransformationsverfahrens berechnete Phasenwerte, c) verstetigte Phasenwerte nach Abzug der Referenzebene, d) Differenz der Phasenwerte	41
4.3	Numerisch erzeugtes Testinterferogramm. Der Phasenversatz in diesem Bild beträgt 0,63 rad, was einer Stufe von $\lambda/10$ entspricht	43
4.4	Berechnetes Phasenbild, die Stufe weist eine Höhe von 0,25 rad auf; a) 3-D-Darstellung, b) Schnittdarstellung	44
4.5	Berechnetes Phasenbild, die Stufe weist eine Höhe von 0,63 rad auf; a) 3-D-Darstellung, b) Schnittdarstellung	44
4.6	Numerisch erzeugtes Testinterferogramm mit zwei 0,63 rad hohen Phasenstufen (entspricht $\lambda/10$) und darüber gelegter Helligkeitsverteilung; a) Intensitätsverteilung b) Schnittdarstellung	45
4.7	Berechnetes Phasenbild bei zu niedrig gesetzter unterer Filtergrenze. Teile der nullten Ordnung fließen in die Rücktransformation ein; a) 3-D-Darstellung, b) Schnittdarstellung	46

4.8	Berechnetes Phasenbild bei zu hoch gesetzter unterer Filtergrenze. Teile des phaseninformationstragenden Seitenbandes werden beschnitten und die ursprüngliche Phasenstufe verfälscht; a) 3-D-Darstellung, b) Schnittdarstellung	46
4.9	Berechnetes Phasenbild bei optimal gesetzten Filtergrenzen. Die Phasenstufen werden mit der richtigen Höhe rekonstruiert; a) 3-D-Darstellung, b) Schnittdarstellung	46
4.10	Prinzipieller Aufbau des Pinholeverfahrens	47
4.11	Reflektivität der SBS in Abhängigkeit von der einfallenden Impulsenergie	50
4.12	Güte der Phasenkonjugation von SBS in Aceton in Abhängigkeit von der einfallenden Impulsenergie, aufgenommen mit dem Pinholeverfahren . .	50
4.13	Gütezahlen der IFM und des Pinholeverfahrens für die SBS bei unterschiedlichen Impulsenergien	51
4.14	Interferogramme der phasenkonjugierten Welle, aufgenommen bei a) 4,0 mJ und b) 0,8 mJ Impulsenergie; c) Interferogramm der einfallenden Signalwelle	52
4.15	Typische Phasendifferenz $\delta_{PC}(x_i, y_k) - \delta_S(x_i, y_k)$ der SBS bei einer Impulsenergie von 0,8 mJ; a) 3-D Darstellung, b) typischer Schnitt	53
4.16	Typische Phasendifferenz $\delta_{PC}(x_i, y_k) - \delta_S(x_i, y_k)$ der SBS bei einer Impulsenergie von 4,0 mJ; a) 3-D Darstellung, b) typischer Schnitt	53
4.17	Typische Phasendifferenz $\delta_{PC}(x_i, y_k) - \delta_S(x_i, y_k)$ der SBS bei einer Impulsenergie von 38,0 mJ; a) 3-D Darstellung, b) typischer Schnitt . . .	53
5.1	Herausbildung des Loops bei Beleuchtung eines BaTiO ₃ -Kristalls mit einem He-Ne-Laser	56
5.2	Zeitlicher Impulsverlauf a) des einfallenden Impulses, b) des phasenkonjugierten Impulses	58
5.3	Zeitliche Entwicklung der Reflektivität im cw-Betrieb mit den typischen Schwankungen bei einem Einfallswinkel von 60° und P_{ein} von 6 mW . .	59
5.4	Reflektivität des SPPCM in Abhängigkeit vom Einfallswinkel im cw-Betrieb	59
5.5	Reflektivität des SPPCM in Abhängigkeit vom Einfallswinkel im Impulsbetrieb	60

5.6	Breite des optimalen Eintrittsfensters in Abhängigkeit vom Einfallswinkel für cw- und Impulsbetrieb	61
5.7	Abhängigkeit der Reflektivität von der Impulsenergie. Die Pfeilspitzen zeigen den maximalen bzw. minimalen Wert, der von der Reflektivität angenommen wurde	63
5.8	Abhängigkeit der Reflektivität von der Wellenlänge bei einem Einfallswinkel von 30°	64
5.9	Abhängigkeit der Reflektivität von der Wellenlänge bei einem Einfallswinkel von 45°	64
5.10	Abhängigkeit der Reflektivität von der Wellenlänge bei einem Einfallswinkel von 60°	64
5.11	Typische Phasendifferenz $\delta_{PC}(x_i, y_k) - \delta_S(x_i, y_k)$ der SPPC im cw-Betrieb mit einem He-Ne-Laser; a) 3-D Darstellung, b) Schnittdarstellung . . .	65
5.12	Typische Phasendifferenz $\delta_{PC}(x_i, y_k) - \delta_S(x_i, y_k)$ zweier aufeinanderfolgender Impulse des Nd:YAG-Lasers; a) 3-D Darstellung, b) Schnittdarstellung	66
5.13	Typische Phasendifferenz $\delta_{PC}(x_i, y_k) - \delta_S(x_i, y_k)$ der SPPC bei einer Impulsenergie von 0,8 mJ; a) 3-D Darstellung, b) Schnittdarstellung . . .	67
5.14	Typische Phasendifferenz $\delta_{PC}(x_i, y_k) - \delta_S(x_i, y_k)$ der SPPC bei einer Impulsenergie von 2,0 mJ; a) 3-D Darstellung, b) Schnittdarstellung . . .	67
5.15	Prinzipieller Aufbau zur Realisierung eines SPPCM mit Hilfe eines faserähnlichen Sillenitkristalls	69
5.16	Typische Intensitätsverteilung des phasenkonjugierten Signals a) im cw-Betrieb [mit freundlicher Genehmigung von Matthias Esselbach, FSU Jena], b) im Impulsbetrieb	70
5.17	Zeitliche Entwicklung der Impulsenergie des phasenkonjugierten Signals in BTO bei unterschiedlichen einfallenden Impulsenergien nach dem Einschalten der Hochspannung zum Zeitpunkt $t = 0$	71
5.18	Abhängigkeit der Reflektivität der SPPC in BTO von der einfallenden Impulsenergie bei $\lambda=635$ nm	71
5.19	Evolution der Impulsenergie des phasenkonjugierten Signals unter verschiedenen Winkeln ζ des Rückreflexes zur einfallenden Signalwelle . .	72
5.20	Abhängigkeit der Reflektivität und der Anstiegszeit von der Wellenlänge	73

6.1	Grundlegende Realisierung der Vierwellenmischung	76
6.2	Einfache Anordnung zur Realisierung der FWM. Die zweite Pumpwelle wird mit Hilfe eines Spiegels realisiert	77
6.3	FWM-Anordnung. Die zweite Pumpwelle wird mit Hilfe der SBS in einer Aceton-Küvette erzeugt	78
6.4	Bereitstellung der zweiten Pumpwelle der FWM-Anordnung durch die selbstgepumpte Phasenkongjugation in BaTiO ₃	78
6.5	Typische Phasendifferenz $\delta_{PC}(x_i, y_k) - \delta_S(x_i, y_k)$ der FWM in BTO im cw-Betrieb; a) 3-D Darstellung, b) Schnittdarstellung	80
6.6	Typische Phasendifferenz $\delta_{PC}(x_i, y_k) - \delta_S(x_i, y_k)$ der FWM im Impulsbetrieb. Die zweite Pumpwelle wurde mit einem dielektrischen Spiegel realisiert; a) 3-D Darstellung, b) Schnittdarstellung	82
6.7	Typische Phasendifferenz $\delta_{PC}(x_i, y_k) - \delta_S(x_i, y_k)$ der FWM im Impulsbetrieb. Die zweite Pumpwelle wurde durch SBS realisiert; a) 3-D Darstellung, b) Schnittdarstellung	83
6.8	Typische Phasendifferenz $\delta_{PC}(x_i, y_k) - \delta_S(x_i, y_k)$ der FWM im Impulsbetrieb. Die zweite Pumpwelle wurde durch SPPC in BaTiO ₃ realisiert; a) 3-D Darstellung, b) Schnittdarstellung	85
6.9	Prinzipielles Verhalten der Abweichungen der Wellenfronten über eine Serie von vier Schüssen. Helle Bereiche kennzeichnen eine Phasenabweichung von bis zu 2 rad. Einzelne weiße Streifen wurden von nicht auswertbaren Bereichen verursacht	86
6.10	Abbildungseigenschaften der FWM bei Bereitstellung der zweiten Pumpwelle mit a) einem Spiegel, b) mit SPPC in BaTiO ₃	87

Ehrenwörtliche Erklärung

Ich erkläre hiermit ehrenwörtlich, daß ich die vorliegende Arbeit selbständig, ohne unzulässige Hilfe Dritter und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel und Literatur angefertigt habe. Die aus anderen Quellen direkt oder indirekt übernommenen Daten und Konzepte sind unter Angabe der Quelle gekennzeichnet.

Niemand hat mir bei der Auswahl und Auswertung des Materials geholfen. Niemand hat von mir unmittelbar oder mittelbar geldwerte Leistungen für Arbeiten erhalten, die im Zusammenhang mit dem Inhalt der vorliegenden Dissertation stehen.

Die Arbeit wurde bisher weder im In- noch im Ausland in gleicher oder ähnlicher Form einer anderen Prüfungsbehörde vorgelegt.

Die geltende Promotionsordnung der Physikalisch-Astronomischen Fakultät ist mir bekannt.

Ich versichere ehrenwörtlich, daß ich nach bestem Wissen die reine Wahrheit gesagt und nichts verschwiegen habe.

Jena, den 08.08.2002

Torsten Baade

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich recht herzlich bei Prof. Dr. Richard Kowarschik für die Möglichkeit bedanken, diese Dissertation am Institut für Angewandte Optik anfertigen zu können. Seine wertvollen Hinweise und für Fragen stets offenen Ohren waren für mich eine unschätzbare Hilfe bei der Anfertigung dieser Arbeit.

Mein Dank gilt außerdem Prof. Dr. Lutz Wenke, Dr. Armin Kießling, Dr. Gregor Cedilnik, Dr. Matthias Esselbach, Dr. Matthias Kramer und Dr. Kristina Uhlendorf. In den vielen Stunden des gemeinsamen Grübelns, der Beratung und Diskussion habe ich viel gelernt, auch, scheinbar unlösbare Probleme mit einem lachenden Auge zu betrachten.

Das freundliche Arbeitsklima am Institut für Angewandte Optik und die stete Hilfsbereitschaft seiner Mitarbeiter haben entscheidend zur Entstehung dieser Arbeit beigetragen. Dr. Daniel Bublitz, Dr. Michael Duparré, Dr. Alfred Reichmann, Barbara Lüdge, Dieter Wostl, Heidrun Fietze, Manfred Tettweiler, Heidrun Garlipp, Inara Schneemann und allen anderen, die mich unterstützt haben, möchte ich besonders danken.

Aber auch den Mitarbeitern der Universität von Joesuu in Finnland Prof. Dr. Alexei Kamshilin, Dr. Erik Raita, Dr. Viktor Prokofiev und Dr. Ervin Nippolainen bin ich für die gute Zusammenarbeit und die Versorgung mit Sillenitkristallen zu Dank verpflichtet.

Nicht zuletzt gilt mein besonderer Dank meiner Familie, ohne deren Unterstützung diese Arbeit nicht entstanden wäre.

Diese Arbeit wurde durch die DFG im Rahmen des Innovationskollegs 'Optische Informationstechnik' an der Friedrich-Schiller-Universität Jena und durch das Thüringer Ministerium für Wissenschaft, Forschung und Kultur (TMWFK) im Zusammenhang mit dem Projekt 'Speicherung von Informationen in neuartigen optischen Medien und Kompensation von Störungen bei der Informationsübertragung' unterstützt.

Lebenslauf

Name: Torsten Baade

Geburtsdatum: 04.02.1971

Geburtsort: Weimar (Thüringen)

1977 – 1979 Grundschule „Phillip Müller“ Weimar

1979 – 1985 Polytechnische Oberschule mit erweitertem Russischunterricht „Karl Marx“ Weimar

1985 – 1989 Spezialechule mit erweitertem Unterricht der Mathematik/Naturwissenschaften „Carl Zeiss“ Jena,
Abschluß: Abitur

1989 – 1990 Soldat der NVA im „Thomas Münzer Regiment“
Mühlhausen

1990 – 1992 Studium der Physik an der Technischen Hochschule
Ilmenau, Abschluß: Vordiplom

1992 – 1996 Studium der Physik an der Friedrich-Schiller-Universität Jena, Abschluß: Diplom

1996 – 2002 Arbeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter
am Institut für Angewandte Optik
der Friedrich-Schiller-Universität Jena

Jena, 08.08.2002

Torsten Baade